1.1.+ Index (Phephar.
Oberlin College Library. Not to be Drawn

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 15. Dezember 1917. 18. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 2 am 18. Dezember 1917.

INHALT:

Originalmitteilungen:
A. Korn, Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes. V. S. 581.
B. Walter, Über die Zerfallskonstante des Radiothors. S. 584.
V. F. Hess u. M. Kofler, Ganzjährige Beobachtungen der durchdringenden Strahlung auf dem Obir (2044 m). S. 585.

Zusammenfassende Bearbeitungen:
G. Mie, Die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Problem der Materie. (Schluß.) S. 596.

Besprechungen:
W. Ostwald, Grundriß der allgemeinen Chemie. S. 603.
Aus großen Meistern der Naturwissenschaften. S. 603.
K. Meyer, Die Entwicklung des Temperaturbegriffs im Laufe der Zeiten. S. 603.
F. Henning, Die Grundlagen, Methoden und Ergebnisse der Temperaturmessung. S. 603.
Chr. Ries, Die Blindenlesemaschine von Finzenhagen und Ries. S. 604.

Personalien. S. 604.
Angebote. S. 604.
Gesuche. S. 604.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes.

Von A. Korn.

V.

Mechanik des elektrischen Stromes. Ponderomotorische Wechselwirkungen von Stromringen.

Eine elektrische Strömung entsteht durch translatorische Bewegung von Elektronen.

In jedem Elektron sei wieder

$$\frac{\partial u_1}{\partial x}+\frac{\partial v_1}{\partial y}+\frac{\partial w_1}{\partial z}=\theta_1$$

gesetzt, dann bezeichnen wir, wenn u_0, v_0, w_0 seine sichtbaren[1]) Geschwindigkeitskomponenten sind,

$$\left.\begin{aligned} u_x &= \theta_1 u_0 ,\\ u_y &= \theta_1 v_0 ,\\ u_z &= \theta_1 w_0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

als die Strömungsgeschwindigkeiten des Elektrons.

Für die Grundlegung der Elektrostatik hatten wir den Fall

$$u_2=v_2=w_2=0$$

ins Auge gefaßt, für die Theorie der elektrischen Ströme wollen wir als grundlegenden Fall denjenigen betrachten, in dem zwar nicht überall die wahren Werte

$$u_1=v_1=w_1=0$$

sind, aber jedenfalls ihre Mittelwerte in kleinen Räumen verschwinden.

Dann ergeben sich nach den Gleichungen des elektromagnetischen Feldes[2]) für die Mittelwerte von u_2, v_2, w_2, u_x, u_y, u_z die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial y}-\frac{\partial v_2}{\partial z} &= \frac{1}{c}u_x ,\ \ldots ,\\ \frac{\partial u_2}{\partial x}+\frac{\partial v_2}{\partial y}+\frac{\partial w_2}{\partial z} &= 0; \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

u_2, v_2, w_2 müssen von der Zeit t unabhängig sein und die Mittelwerte der u_0, v_0, w_0 verschwinden.

Bei der Substitution:

$$u_2=\frac{\partial W}{\partial y}-\frac{\partial V}{\partial z},\ \ldots , \qquad (3)$$

in der U, V, W drei mit ihren ersten Ableitungen eindeutige und stetige Funktionen sind, welche der Gleichung:

$$\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial V}{\partial y}+\frac{\partial W}{\partial z}=0 \qquad (4)$$

genügen, können wir auch schreiben:

$$\Delta U=-\frac{1}{c}u_x ,\ \ldots \qquad (5)$$

Bedenken wir noch, daß bei unserer Auffassung über den Äther[1]) in demselben

$$u_x=u_y=u_z=0 ,$$

und daß bei unserer Auffassung über Leiter[1]) ohne sichtbare Bewegung die durch (1) definierten Strömungsgeschwindigkeiten im Innern der Leiter stetig sein müssen und an der Oberfläche der Leiter

$$u_x\cos(\nu x)+u_y\cos(\nu y)+u_z\cos(\nu z)=0$$

sein muß, da sonst an der Oberfläche ein beständiges Zuströmen von Elektronen einer bestimmten Art, ein Abströmen von Elektronen der entgegengesetzten Art stattfinden würde, was mit der Unabhängigkeit des Feldes von der Zeit nicht verträglich wäre, so ergibt sich aus (4) und (5):

$$U=\frac{1}{4\pi c}\int u_x\frac{d\tau}{r},\ldots \qquad (6)$$

1) Bezüglich der nicht immer wörtlich zu nehmenden Bezeichnung „sichtbar" vgl. diese Zeitschr. **18**, 323, 1917.
2) Vgl. diese Zeitschr. **18**, 344—345, 1917.

1) Vgl. Abh. II, diese Zeitschr. **18**, 341—345, 1917.

und

$$u_2 = \frac{1}{4\pi c}\left\{\frac{\partial}{\partial y}\int u_z \frac{d\tau}{r} - \frac{\partial}{\partial z}\int u_y \frac{d\tau}{r}\right\}, \ldots \quad (7)$$

Es ist also alles, wie in der Hydrodynamik bei Voraussetzung von Wirbelkomponenten

$$\frac{1}{8\pi c} u_x \sin\frac{t}{T} 2\pi, \quad \frac{1}{8\pi c} u_y \sin\frac{t}{T} 2\pi,$$
$$\frac{1}{8\pi c} u_z \sin\frac{t}{T} 2\pi.$$

Wir können in diesem Falle von einem stationären Felde sprechen und bemerken, daß natürlich dabei die Werte der u_x, u_y, u_z nicht völlig willkürlich gewählt werden dürfen, daß man aber, wenn sie bekannt sind, nach der Formel (7) die Funktionen u_2, v_2, w_2 so bilden kann, als ob sich die Wirkungen der einzelnen Wirbelfäden superponierten. Wie in der Hydrodynamik können wir uns das Feld der u_x, u_y, u_z als ein Feld von Wirbelfäden zurechtlegen.

Daß durch die translatorische Bewegung der Elektronen derartige Wirbel hervorgerufen werden, deren Achsen den Translationsrichtungen parallel sind, ist, entsprechend der Ableitung der Gleichungen des elektromagnetischen Feldes, eine direkte Folge der Voraussetzung des universellen Dralles[1]). Wir haben bereits damit eine rein mechanische Auffassung der elektrischen Strömung gewonnen; dieselbe wird im folgenden noch weiter geklärt werden.

In den meisten Theorien blieb bisher der Zweifel bestehen, ob in einem Stromringe sich nur die eine Elektronenart bewegt (z. B. die negativen Elektronen) oder ob sich die positiven Elektronen in der einen, die negativen in der entgegengesetzten Richtung bewegen; wir haben hier, um im stationären Falle mit verschwindenden Mittelwerten von u_0, v_0, w_0 rechnen zu können[2]), die letztere Vorstellung gewählt, doch sei bemerkt, daß auch die unitarische Anschauung in ähnlicher Weise mechanisch weiter ausgebaut werden kann, nur müßten hierfür erst die Grundlagen der Theorie für den Fall großer, nicht verschwindender Mittelwerte von u_0, v_0, w_0 gelegt werden, worauf wir erst später bei der Betrachtung rasch veränderlicher, elektromagnetischer Felder zurückkommen werden.

Wenn wir die Formel für die ponderomotorischen Kräfte X_0, Y_0, Z_0, welche ich in der IV. Abhandlung[3]) abgeleitet habe:

$$X_0 = \frac{1}{2}\mu_0 \int_\omega \left\{\frac{1}{2}(u_2^2 + v_2^2 + w_2^2)\cos(\nu x) - u_2 u_{2\nu}\right\} d\omega = -\frac{1}{2c}\mu_0 \int_\tau (v_2 u_z - w_2 u_y)\, d\tau, \ldots \quad (8)$$

auf die ponderomotorische Wechselwirkung von Stromringen unmittelbar anwenden könnten, würden wir durch diese Formeln ohne weiteres alle seit Ampère klassischen Formeln für die ponderomotorische Wechselwirkung von elektrischen Stromringen gewinnen; es treten aber hier Schwierigkeiten auf, welche auf den ersten Blick nicht gering erscheinen und darin begründet sind, daß ein Ring kein einfach zusammenhängender Körper ist. Im übrigen stellt die Formelgruppe (8) das Ziel dieser Abhandlung dar.

Ich will zeigen, wie mir die Überwindung dieser Schwierigkeit gelungen ist, und ich komme hierbei zu dem vielleicht schönsten Teile der ganzen Theorie.

Wir denken uns einen Ring mit kreisförmigem Querschnitte q; der Kurve σ der Querschnittsmittelpunkte geben wir willkürlich, aber ein für allemal fest eine bestimmte positive Richtung, deren Richtungskosinusse mit

$$\cos(\sigma x),\ \cos(\sigma y),\ \cos(\sigma z)$$

bezeichnet werden mögen. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Richtung σ sei eine bestimmte (positive oder negative) Konstante $\varkappa$, so daß in dem Ringe in jedem Querschnitte q:

$$u_x = \varkappa\cos(\sigma x),\ u_y = \varkappa\cos(\sigma y),\ u_z = \varkappa\cos(\sigma z),$$

somit im Außenraume des Ringes:

$$u_2 = -\frac{\partial \psi_2}{\partial x} = \frac{\varkappa}{4\pi c}\left\{\frac{\partial}{\partial y}\int_\tau \frac{\cos(\sigma z)}{r} d\tau - \frac{\partial}{\partial z}\int_\tau \frac{\cos(\sigma y)}{r} d\tau\right\}, \ldots$$

Eine wesentliche Schwierigkeit ist nun, daß das so definierte Potential ψ_2 im Außenraume des Ringes nicht eindeutig ist. Wenn wir den (zunächst nicht einfach zusammenhängenden) Raum durch eine Fläche Σ in bekannter Weise in einen einfach zusammenhängenden Raum verwandeln, indem wir die beiden Seiten dieser Fläche zu der Begrenzung des Raumes hinzunehmen, so ergibt sich bei dem Durchgange durch diese Fläche Σ ein Sprung für ψ_2, dessen absoluter Betrag

$$\frac{q\,|\varkappa|}{c}$$

ist. Bedenken wir jetzt, daß die hydrodynamische Formel für den Druck

1) Vgl. Abh. II, diese Zeitschr. 18, 342, 1917.
2) Es bleibt dabei die Möglichkeit bestehen, die Geschwindigkeiten der beiden Elektronenarten ungleich anzunehmen, wenn nur die Mittelwerte verschwinden.
3) Vgl. diese Zeitschr. 18, 539—542, 1917.

$$p = \mu_0 \left\{ \frac{2\pi}{T} w_2 \cos \frac{t}{T} 2\pi - \frac{1}{2} (u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) \sin^2 \frac{t}{T} 2\pi \right\}$$

ergibt, so werden wir zu dem Schlusse geführt, daß bei dem Durchgange durch die Fläche Σ der Druck einen Sprung im absoluten Betrage von

$$\frac{2\pi}{T} \frac{\mu_0 q}{c} \left| \varkappa \sin \frac{t}{T} 2\pi \right|$$

erleidet, was der mechanischen, aus dem Grundprinzip sich leicht ergebenden Forderung widerspricht, daß der Druck zu beiden Seiten von Σ gleich sein muß. Wir wollen dieser Bedingung, ohne die schwingungsartigen Wirbel aufzugeben, dadurch genügen, daß wir die schwingungsartigen Wirbel bei konstantem, sehr großem Produkt:

Wirbelgeschwindigkeit mal Querschnitt

dadurch entstehen lassen, daß die Länge $d\sigma$ jedes Ringelements schwingungsartig verändert wird. Wir haben ja zu bedenken, daß jedes positive Elektron sein Volumen schwingungsartig ändert, somit auch jedes Längenelement $d\sigma$ nach der Formel:

$$d\sigma = d\sigma_0 \left(1 + \varepsilon \sin \frac{t}{T} 2\pi \right),$$

wo $d\sigma_0$ und ε Konstanten sind, während für negative Elektronen die Änderung nach der Formel

$$d\sigma = d\sigma_0 \left(1 - \varepsilon \sin \frac{t}{T} 2\pi \right)$$

vor sich geht. Wenn nun für die positiven Elektronen, welche sich in der einen Richtung bewegen, Wirbelkomponenten

$$\frac{1}{2} K_+ \cos(\sigma x), \quad \frac{1}{2} K_+ \cos(\sigma y), \quad \frac{1}{2} K_+ \cos(\sigma z)$$

vorhanden sind, von solcher Art, daß

$$K_+ q_+$$

eine bestimmte Konstante ist, für die negativen Elektronen, welche sich in der entgegengesetzten Richtung bewegen, die Wirbelkomponenten

$$\frac{1}{2} K_- \cos(\sigma x), \quad \frac{1}{2} K_- \cos(\sigma y), \quad \frac{1}{2} K_- \cos(\sigma z)$$

von solcher Art, daß

$$K_- q_- = - K_+ q_+ ^{1}),$$

so werden wir in den Geschwindigkeiten:

$$u = \frac{K_+}{8\pi} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \int_+ \frac{\cos(\sigma z)}{r} d\sigma - \frac{\partial}{\partial z} \int_+ \frac{\cos(\sigma y)}{r} d\sigma \right\} + \frac{K_-}{8\pi} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \int_- \frac{\cos(\sigma z)}{r} d\sigma - \frac{\partial}{\partial z} \int_- \frac{\cos(\sigma y)}{r} d\sigma \right\}, \ldots,$$

in denen die Zeichen + bzw. — an den Integralen andeuten, daß wir über einen Ring von positiven bzw. negativen Elektronen zu integrieren haben, Sinusterme

$$u_2, \; v_2, \; w_2$$

erhalten, von der früheren Form, aber jetzt unter Einhaltung der Forderung, daß p eindeutig ist, mit Rücksicht auf die Konstanz von $K_+ q_+$ bzw. $(-K_- q_-)$.

Die kurze Untersuchung lehrt uns folgendes: Wenn wir bei konstant angenommenen $d\sigma$ von schwingungsartigen Wirbelkomponenten

$$\frac{1}{2} u_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w_2}{\partial y} - \frac{\partial v_2}{\partial z} \right) \sin \frac{t}{T} 2\pi, \ldots$$

sprechen, so haben wir es mit scheinbaren, schwingungsartigen Wirbeln zu tun; denselben liegen wahre, ganz außerordentlich große Wirbelkomponenten[1]) zugrunde, von solcher Art, daß die Sinusterme der Größen

$$\frac{1}{2} u_W = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w_W}{\partial y} - \frac{\partial v_W}{\partial z} \right), \ldots$$

$$\frac{1}{2} \frac{\int \left(v_W \cos(\nu z) - w_W \cos(\nu y) \right) d\omega}{d\tau_0}, \ldots$$

mit den Größen

$$\frac{1}{2} u_2, \quad \frac{1}{2} v_2, \quad \frac{1}{2} w_2$$

zusammenfallen, wenn unter $d\tau_0$ der Mittelwert von $d\tau$ im Verlaufe einer Schwingungsdauer verstanden wird. Ohne unsere formale Analyse sonst irgendwie zu verändern, können wir durch diese Vorstellung alle Schwierigkeiten beseitigen, welche in dem mehrfachen Zusammenhang der Ringfläche begründet sind.

Wir haben dementsprechend auch unsere Voraussetzung des universellen Dralles (Abh. II[2])) in der Form aufzustellen:

$$\mu u = \mu_0 \left(u_0 + u_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi + u_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi \right) = u' + U', \quad \ldots,$$

wo

$$\frac{du'}{dt} = \frac{dv'}{dt} = \frac{dw'}{dt} = 0$$

und

1) Wir setzen hier, in einem zweifellosen Fortschritte gegen meine frühere, in dieser Zeitschr. 17, 262—264, 1916 (Über pulsierende Wirbelringe) dargelegte Auffassung, nicht $K_+ = K_-$ völlig konstant; die schwingenden Komponenten ergeben sich bei dieser neuen Auffassung infolge der schwingungsartigen Änderung der $d\sigma$.

1) Der Index W soll als Abkürzung für „wahr" stehen.
2) Diese Zeitschr. 18, 341 ff., 1917.

$$U' = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - a$$

$$\lim_{\bar{\tau}\tau = 0} \frac{\int_{\omega} \mu_0 \left(v_W \cos(\nu z) - w_W \cos(\nu y)\right) d\omega}{d\tau_0}, \cdots$$

Bei dieser formalen Zugrundelegung der Voraussetzung des universellen Dralles folgen unsere Vorstellungen über den elektrischen Strom unmittelbar aus dieser Voraussetzung; die formalen Ableitungen der Ausdrücke[1]) für die ponderomotorischen Kräfte bleiben nunmehr auch für mehrfach zusammenhängende Körper unverändert, und wir gelangen jetzt unter Überwindung der hervorgehobenen Schwierigkeit zu den Formeln (8) für die ponderomotorischen Kräfte, mögen die betrachteten Körper einfach oder mehrfach zusammenhängend sein, da ja nunmehr der Druck im ganzen Außenraume, bei dem Zurückgehen auf die wahren Wirbelkomponenten, eindeutig und stetig ist.

Wir führen jetzt, unter Beibehaltung des stets von Lorentz verwandten Maßsystems, die Stromkomponenten

$$J_x,\ J_y,\ J_z$$

durch die Definition

$$J_x = \sqrt{\frac{\mu_0}{2}}\, q\, u_x, \cdots \qquad (9)$$

ein, dann ergibt sich aus (8) für die Kraftkomponenten, welche ein Stromring σ mit den Stromkomponenten

$$J_x = J \cos(\sigma x), \cdots \qquad (10)$$

im Elemente $d\sigma$ (ξ, η, ζ) auf einen Stromring σ' mit den Stromkomponenten

$$J_x' = J' \cos(\sigma' x), \cdots \qquad (10')$$

im Elemente $d\sigma'$ (ξ', η', ζ') ausübt:

$$X_0 = \frac{JJ'}{4\pi c^2} \int_{\sigma} \int_{\sigma'} \frac{\cos(\sigma x)\cos(r\sigma') - \cos(rx)\cos(\sigma\sigma')}{r^2}\, d\sigma\, d\sigma', \cdots, \qquad (11)$$

wo

$$r = \sqrt{(\xi' - \xi)^2 + (\eta' - \eta)^2 + (\zeta' - \zeta)^2},\ \cos(\sigma\sigma') = \cos(\sigma x)\cos(\sigma' x) + \cos(\sigma y)\cos(\sigma' y) + \cos(\sigma z)\cos(\sigma' z);$$

ich brauche hier nicht besonders darauf einzugehen, daß sich auch die Drehungsmomente so berechnen, als ob jedes Stromelement $J d\sigma$ auf jedes Stromelement $J' d\sigma'$ die Kraftkomponenten

$$\frac{JJ'}{4\pi c^2} \frac{\cos(\sigma x)\cos(r\sigma') - \cos(rx)\cos(\sigma\sigma')}{r^2}, \cdots$$

ausübte.

1) Abh. IV, diese Zeitschr. 18, 539—542, 1917.

Durch die Definition (9)[1]) haben die Stromkomponenten eine ganz bestimmte mechanische Bedeutung gewonnen.

1) Bei Benutzung des elektrostatischen Maßsystems wäre

$$\mathfrak{J}_x = \sqrt{\frac{\mu_0}{8\pi}}\, q\, u_x, \cdots$$

zu setzen, bei Benutzung des elektrodynamischen Maßsytems

$$\mathfrak{J}_x = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{\mu_0}{4\pi}}\, q\, u_x, \cdots,$$

bei Benutzung des elektromagnetischen Maßsystems

$$\mathfrak{J}_x = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{\mu_0}{8\pi}}\, q\, u_x, \cdots$$

(Eingegangen 18. Oktober 1917.)

Über die Zerfallskonstante des Radiothors.

Von B. Walter.

Kürzlich haben Stefan Meyer und Fritz Paneth[1]) den Nachweis geführt, daß der bisher für die Halbwertzeit des Radiothors angenommene Wert von 2,0 Jahren zu hoch ist, und daß derselbe höchstens auf 1,9 Jahre gesetzt werden darf. Einen genaueren Wert für diese Konstante anzugeben, war ihnen deswegen nicht möglich, weil das von ihnen untersuchte Radiothorpräparat, das sie selbst aus einem starken, aus Monazitsand stammenden Mesothorpräparat durch Fällung mit Ammoniak abgeschieden hatten, sich als nicht ganz frei von Mesothor erwies.

Unter diesen Umständen dürfte es von Interesse sein, daß auch ich seit längerer Zeit zu demselben Zweck zwei Radiothorpräparate in Untersuchung habe, die mir von der hiesigen Chemischen Fabrik von Dr. Richard Sthamer freundlichst zur Verfügung gestellt waren und bei denen sich bisher kein Anhalt dafür gezeigt hat, daß sie durch Mesothor oder irgendeinen anderen radioaktiven Stoff verunreinigt sind. Somit glaube ich denn auch in der Lage zu sein, auf Grund meiner Messungen, die übrigens das Ergebnis der genannten Beobachter in der Hauptsache bestätigen, die fragliche Konstante noch mit einer etwas größeren Genauigkeit anzugeben als sie, trotzdem die Aktivität meiner beiden Präparate nur etwa $^1/_{30}$ bzw. $^1/_{100}$ von der des ihrigen betrug.

Der Apparat, welchen ich bei meinen Messungen benutzte, war fast derselbe wie derjenige der genannten Beobachter, nur daß ich wegen der geringeren Stärke meiner Präparate natürlich auch ein entsprechend schwächeres Radium-

1) Stefan Meyer und Fritz Paneth, Wien. Ber. Abt. IIa, 125, 1253, 1916.

normal und ferner auf dem Plattenkondensator statt einer Bleischicht von 10 mm nur eine solche von 5 mm verwandte. Derartige Unterschiede sind ja indessen für den vorliegenden Zweck vollkommen nebensächlich; und die Hauptaufgabe ist hierbei vielmehr die, die Messungen jedesmal unter möglichst denselben Bedingungen zu wiederholen.

Die in dieser Weise für meine beiden Präparate gemessenen Werte sind nun in der folgenden Tabelle zusammengestellt, und zwar steht in der ersten Spalte die Nummer und in der zweiten das Datum der Messung, in der dritten ferner die gefundene Aktivität des Präparates in mg $RaBr_2 + 2H_2O$, in der vierten die Zahl der seit der vorhergehenden Messung verflossenen Tage und in der letzten Spalte endlich der auf Grund der danebenstehenden und der vorhergehenden Messung berechnete Wert der Halbwertzeit T in Jahren.

1. Präparat I (hergestellt am 12./8. 1915.)

Messung	Datum	mg $RaBr_2 + 2H_2O$	Tage	T
1	10./5. 16	0,5012	—	—
2	26./2. 17	0,3716	292	1,852
3	21./5. 17	0,3426	84	1,963
4	27./9. 17	0,2997	129	1,830

2. Präparat II (hergestellt am 6./3. 1916.)

1	10./5. 16	0,2060	—	—
2	21./5. 17	0,1416	376	1,903
3	27./9. 17	0,1245	129	1,901

Bewerten wir nun bei jedem der beiden Präparate die Genauigkeit der in der letzten Spalte stehenden Einzelwerte von T entsprechend der Größe der danebenstehenden Zahl der seit der letzten Messung verflossenen Tage, so erhalten wir als Mittelwert von T aus den Einzelwerten des Präparates I: 1,8650 und aus denen des Präparates II: 1,9026 Jahre. Die Zuverlässigkeit dieser beiden Mittelwerte ferner dürfte sich annähernd wie die Aktivität der beiden Präparate selbst, d. h. also wie 5 : 2 verhalten, so daß sich schließlich als Gesamtmittel aus allen Versuchen $T = 1{,}876$ Jahre oder 685 Tage ergibt. Die entsprechenden Werte der Zerfallskonstanten λ sind

$$0{,}3695\ a^{-1} = 1{,}012 \cdot 10^{-3}\, d^{-1}$$

und die der mittleren Lebensdauer

$$\tau = 2{,}707\ a = 989\ d.$$

Hamburg, Physikal. Staatslaboratorium, im Oktober 1917.

(Eingegangen 8. Oktober 1917.)

Ganzjährige Beobachtungen der durchdringenden Strahlung auf dem Obir (2044 m).

Von Victor F. Hess und Martin Kofler.

(Auszug aus einer in den Sitzungsberichten der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien Oktober 1917 erschienenen Abhandlung.)

Die zahlreichen, in den letzten Jahren veröffentlichten Untersuchungen über die durchdringende Strahlung haben ergeben, daß diese sehr komplexer Natur ist. An der Erdoberfläche setzt sie sich aus drei Komponenten zusammen, diese sind: 1. die γ-Strahlung der radioaktiven Substanzen im Erdboden und an der Erdoberfläche, 2. die γ-Strahlung der radioaktiven Zerfallsprodukte in der Atmosphäre und 3. eine von oben kommende sehr durchdringliche Strahlung, deren Vorhandensein durch Ballonbeobachtungen von Gockel[1]), Hess[2]) und Kolhörster[3]) sichergestellt, deren Natur dagegen noch ganz ungeklärt ist[4]). Die quantitative Beteiligung der genannten drei Komponenten an dem beobachteten Gesamteffekt ist wegen der sehr variablen Bodenstrahlung an verschiedenen Orten durchaus verschieden. Festgestellt ist nur, daß die oben unter 2 genannte Komponente nur einen sehr kleinen Betrag zur Gesamtstrahlung liefert und daß die prozentuelle Beteiligung der Komponente 3 mit wachsender Erhebung in der Atmosphäre stark anwächst.

Zur näheren Ergründung der Natur der von oben kommenden sehr harten Strahlungskomponente und insbesondere zur Entscheidung der Frage, ob auch diese Schwankungen unterworfen ist, schien es sehr wünschenswert, auf einem Bergobservatorium eine längere Messungsreihe durchzuführen, wo die gleichzeitige Beobachtung der meteorologischen Elemente dann auch die Beurteilung des Einflusses dieser Faktoren ermöglicht. Auf die Wichtigkeit einer solchen Versuchsreihe hat später noch insbesondere Gockel[5]) hingewiesen.

Im Herbste 1913 ergab sich hierfür eine besonders günstige Gelegenheit, da von der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien der eine von uns (Kofler) und Dr. Artur Wagner zur Ausführung erdmagnetischer

1) Diese Zeitschr. 11, 280, 1910; 12, 595, 1911.
2) Diese Zeitschr. 12, 998, 1911; 13, 1084, 1912; Wien. Ber. (IIa), 121, 2001; 122, 1481, 1912/13.
3) Abh. der Naturforsch. Ges. Halle; Neue Folge Nr. 5, 1913, Nr. 4, 1914. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1111; 16, 719.
4) Hess, diese Zeitschr. 14, 610, 1913; E. v. Schweidler, Elster-Geitel-Festschrift S. 411, 1915; K. Bergwitz, ebenda S. 585; Meteorol. Zeitschr. 33, 310, 1916; Linke, Meteorol. Zeitschr. 33, 157 u. 510, 1916.
5) Diese Zeitschr. 16, 345, 1915.

Messungen auf den Obir (2044 m) in Südkärnten entsendet wurden. Der eine von uns (Kofler) hatte es auf sich genommen, dort die Beobachtungen der durchdringenden Strahlung einzurichten und dann abwechselnd mit Dr. A. Wagner weiterzuführen.

Die Untersuchungen sind von der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien und der k. k. Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie durch Gewährung von Subventionen ermöglicht worden.

Für die Beobachtungen der durchdringenden Strahlung wurden zwei vom Institut für Radiumforschung der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien zur Verfügung gestellte Wulfsche Strahlungsapparate[1]) benutzt, dieselben, welche von dem einen von uns (Hess) bei zehn Messungsreihen im Freiballon gebraucht worden waren. Einem Voltverluste von 1 Volt pro Stunde entsprach in dem einen Apparate eine Ionisierungsstärke von $q = 0{,}79$ Ionen ccm/sec, in dem anderen Apparate 1,56 Ionen ccm/sec. (Um mit den zahlreichen bisherigen Literaturangaben in Einklang zu bleiben, haben wir den alten Wert des Elementarquantums $\varepsilon = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$ st. E. beibehalten.)

Die Apparate wurden gegen Ende September auf den Obir gebracht, dort zwecks Druckausgleich mit der Außenluft geöffnet und von Zeit zu Zeit mit frischem Natrium beschickt, so daß die Isolationsverluste auch bei sehr feuchtem Wetter stets auf ihrem normalen Betrag erhalten werden konnten. Die Luftfüllung der beiden Apparate entsprach einem Drucke von 595—600 mm bei etwa 0° C. Die mittleren Werte der durchdringenden Strahlung am Obir betrugen bei Apparat I 13,2, bei Apparat II 10,6 Ionen ccm/sec.

Die meteorologische Station Obir (Berghaus) liegt kaum 100 m unterhalb des Gipfels (2140 m) in einer flachen, von Nord nach Süd verlaufenden Mulde. Das Haus steht dicht an dem steil nach Nordost abfallenden Rücken des Berges und wird von dem Grat nur um etwa 15 m überragt. Die Wulfschen Strahlungsapparate waren etwa 1 m über dem Boden dicht neben dem Hause (an der Südwestecke desselben) innerhalb eines auf vier freistehenden Pfählen montierten Holzkastens aufgestellt. Die Wandstärke des Holzkastens war 12 mm. Während der eigentlichen Beobachtungsintervalle blieb der Kasten geschlossen, nur für die Ablesungen selbst wurde die Vorder- und Hinterwand an Scharnieren heruntergeklappt. Die Temperatur im Innern des Kastens wurde fortlaufend gemessen. Die Strahlungsapparate waren zur Abhaltung rascher Temperaturschwankungen allseitig mit einer 2 cm dicken Watteschicht umhüllt.

Die Beobachtungen wurden Ende September 1913 begonnen. Der eine von uns (Kofler) und Dr. Artur Wagner waren abwechselnd 2 bis 3 Monate auf dem Obir anwesend. Nachdem die Beobachtungsverhältnisse einigermaßen stabilisiert waren, wurde für die Ablesungen der meteorologische Beobachter Martin Urantschitsch geschult. Dieser hat, nachdem Dr. Kofler und Dr. Wagner durch die allgemeine Mobilisierung am 1. August abberufen worden waren, die Beobachtungen allein bis zum 3. November 1914 fortgesetzt. Wegen zweimaliger Beschädigung des Apparats I liegen zusammenhängende Messungen an diesem Apparat nur für die Zeit vom 25. Januar bis 28. Mai 1914 vor. Die Beobachtungen an Apparat II wurden für die Zeit vom 1. November 1913 bis 3. November 1914 ausgewertet. In der Regel wurden pro Tag fünf Messungen gemacht, indem die Voltverluste während der Zeitintervalle (die Stunden sind nach der 24stündigen Bezeichnungsweise eingetragen) $7^h\,30$ bis $10^h\,30$, $10^h\,30$ bis 14^h, $14^h\,30$ bis $17^h\,30$, 18^h bis 21^h und während des zehnstündigen Nachtintervalls 21^h bis 7^h beobachtet wurden.

Die meteorologischen Daten sind teils den Originaltabellen der Station Obir-Berghaus, teils dem Jahrbuche der k. k. Meteorolog. Zentralanstalt entnommen. Nur die Anemographenangaben wurden, da es sich um die Kenntnis der allgemeinen, nicht der lokalen Windrichtung und Stärke handelte, der Gipfelstation Obir-Hannwarte (2140 m) entnommen.

Die Berechnungen und die Bearbeitung des gesamten Beobachtungsmaterials über durchdringende Strahlung am Obir mußte, da Dr. Kofler seit Ende August 1914 sich in russischer Kriegsgefangenschaft befindet, von Dr. Hess allein durchgeführt werden.

I. Jährliche Periode der durchdringenden Strahlung.

Als erster hat Mache[1]) in Innsbruck eine jährliche Periode festgestellt, doch sind seine Messungen mit einem offenen, sehr dünnwandigen Ionisationsgefäß gemacht, so daß sie mit den neueren Messungen mit Wulfschen Apparaten nicht vergleichbar sind. Mit dem Wulfschen Strahler hat Gockel[2]) eine viel geringere jährliche Schwankung gefunden: das Minimum ($q = 10{,}6$ Ionen ccm/sec) fiel im Februar, das Maximum ($q = 12{,}2$ Ionen ccm/sec) auf Juni bis

1) Wulf, diese Zeitschr. 10, 152 u. 997, 1909.

1) Mache, Wien. Ber. (IIa), 119, 55, 1910.
2) Gockel, diese Zeitschr. 16, 345—352, 1915.

Juli. Er erklärt diese Schwankungen mit dem wechselnden Gehalt der obersten Bodenschichten an Emanation und deren Zerfallsprodukten.

Da auf dem Obir nur mit Apparat II durch ein ganzes Jahr fortlaufende Messungen der durchdringenden Strahlung gemacht wurden, seien hier nur die diesbezüglichen Resultate angeführt. In der folgenden Tabelle sind die Monatsmittel nach den Messungen mit Apparat II verzeichnet, und zwar getrennt: a) die Monatsmittel der Nachtwerte (21^h bis 7^h) und b) die Monatsmittel der Tagwerte. Unter „Tagwert" ist der Mittelwert der vier bei Tag ausgeführten Terminbeobachtungen verstanden.

Tabelle I.

Jahr und Monatsziffer	Monatsmittel der durchdringenden Strahlung	
	Nachtwert	Tagwert
1913, XI.	10,61	10,78
1913, XII.	10,58	10,67
1914, I.	10,66	10,69
1914, II.	10,54	10,43
1914, III.	10,53	10,40
1914, IV.	10,56	10,31
1914, V.	10,66	10,64
1914, VI.	10,82	10,76
1914, VII.	10,76	10,84
1914, VIII	10,88	10,63
1914, IX.	10,90	10,69
1914, X.	10,83	10,55
Jahresmittel	10,69	10,62
Zahl der hierzu verwendeten Einzelmessungen	(ca. 360)	(ca. 1440)

Aus der Tabelle ersieht man, daß die niedrigsten Werte der Strahlung auf die Monate März und April fallen. Im Mai erfolgt ein Anstieg. Noch deutlicher ist dies in den beiden Kurven Fig. 1 erkennbar.

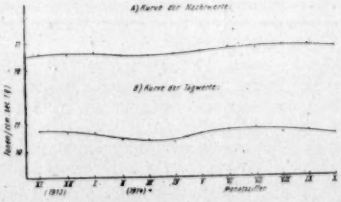

Fig. 1.

Das Maximum wird bei der Kurve A erst im September erreicht, wogegen bei der Kurve der Tagwerte es schon im Juli erreicht ist. Wie man auf den ersten Blick erkennt, ist der jährliche Gang überhaupt bei den Tagwerten viel deutlicher als bei den Nachtwerten. Bei letzteren sind die Monatsmittel der Wintermonate Dezember—April praktisch überhaupt gleich. Man könnte von einem Wintertypus (Dezember—April) und einem Sommertypus (Mai—November) der durchdringenden Strahlung sprechen. Die maximale Schwankung (Amplitude) im Verlaufe des Jahres beträgt bei den Nachtwerten 0,37 Ionen ccm/sec, bei den Tagwerten ist diese 0,77 Ionen ccm/sec, also doppelt so groß.

Daraus folgt, daß die jährliche Periode der durchdringenden Strahlung einem sekundären Effekt der Sonnenstrahlung (Bodenerwärmung, Änderung der Emanationsverteilung in den obersten Bodenschichten und in der Atmosphäre) ihren Ursprung verdankt[1]). Dieser Effekt wird sich in unserem Falle mehr in den Gebieten der weiteren Umgebung des Berges geltend machen, da der felsige Boden des Berggipfels nur wenig zur Emanationsexhalation beitragen dürfte. Erst die allgemeine Konvektion (aufsteigender Luftstrom) wird auf dem Obir die Änderung der durchdringenden Strahlung wesentlich zur Geltung bringen. Diese Erklärung wird auch dadurch gestützt, daß dort, wie wir später noch sehen werden, bei Schneefällen die strahlungserhöhende Wirkung des frisch gefallenen Schnees fast immer vor seiner abschirmenden Wirkung gegenüber der Bodenstrahlung prädominiert. Zum Teil wird allerdings im jährlichen Gang der Strahlung auch die abschirmende Wirkung dauernder Schneebedeckung des Bodens zur Geltung kommen, da auf dem Obir von November bis Ende Mai eine im Mittel $^3/_4$ m dicke Schneedecke vorhanden war.

Die jährliche Amplitude der durchdringenden Strahlung auf dem Obir ist im Mittel etwa 0,5 Ionen ccm/sec, also etwa dreimal kleiner, als sie in der Ebene nach Beobachtungen Gockels gefunden wurde.

Daraus ersieht man, daß die variablen Anteile der durchdringenden Strahlung auf einem ziemlich isolierten Felsgipfel, wie dem Obir in 2000 m Höhe prozentuell bedeutend weniger ins Gewicht fallen. Es liegt somit nahe, anzunehmen, daß die Zerfallsprodukte der Radium-Thorium- und eventuell der Aktinium-Emanation das einzige variable Element der durchdringenden Strahlung sind. Die von oben kommende äußerst durchdringliche Strahlungskomponente, welche in 2000 m natürlich schon bedeutend mehr zur Gesamtstrahlung beiträgt, als am Meeresniveau, scheint somit im Verlaufe des Jahres praktisch konstant zu bleiben.

Die oben gegebene Darlegung der Ursachen der jährlichen Periode der Strahlung wird noch

1) A. Gockel, diese Zeitschr. 16, 345, 1915.

bekräftigt, wenn man folgendes beachtet: In der Kurve der Tagwerte Fig. 1 ist unzweifelhaft ersichtlich, daß das Minimum der Strahlung etwa zwischen Mitte März und Mitte April fällt, also in jene Zeit, wo in geringeren Höhen schon während des ganzen Tages Tauwetter vorherrscht. Die Bildung des Tauwassers hat eine Verhinderung des Austritts der Emanation aus dem Boden, also auch geringeren Emanationsgehalt des aufsteigenden Luftstromes und damit eine Verringerung der am Berggipfel beobachteten Strahlung zur Folge. Bei den Nachtwerten, wo der Effekt der aufsteigenden Luftströme im allgemeinen wegfällt, ist daher das März-April-Minimum viel weniger scharf ausgeprägt. Der nachfolgende Anstieg der Strahlung im Mai ist der Austrocknung des Bodens und der dadurch bedingten vermehrten Emanationsabgabe der Erdoberfläche in der weiteren Umgebung, zum Teil aber wohl auch dem allmählichen Verschwinden der Schneedecke am Berge selbst zuzuschreiben.

Die viermonatlichen zusammenhängenden Resultate bei Apparat I ergaben eine vollkommene Bestätigung der oben gezogenen Schlüsse.

II. Temperatureinfluß und tägliche Periode.

Bergwitz[1]) und Dorno[2]) haben gefunden, daß die bei den Wulfschen Strahlungsapparaten angebrachten Temperaturkompensationseinrichtungen nicht unter allen Umständen ausreichend wirksam sind: Insbesondere bei nur einseitiger Erwärmung des Gehäuses, ferner während einer raschen Erwärmung oder Abkühlung des Apparats entspricht die ablesbare Fadenspreizung nicht der wahren Spannung, zu welcher der Apparat aufgeladen ist. Doch verbleibt keine Dauerwirkung, d. h. wenn man, nachdem alle Teile des Apparats die neue Temperatur angenommen haben, abliest, erhält man richtige Werte.

Auf dem Obir waren, wie erwähnt, die Apparate vor direkter Sonnenstrahlung geschützt innerhalb eines Holzkastens aufgestellt. Da innerhalb des geschlossenen Kastens durch Strahlung bei Tag höhere, bei Nacht tiefere Temperaturen auftraten als im Freien, — an manchen sonnigen Tagen erreichte die Temperaturschwankung 20^0 — so haben wir es doch von vornherein nicht für ganz unmöglich halten dürfen, daß eine Beeinflussung der Angaben der Apparate im Bergwitz-Dornoschen Sinne durch Temperaturschwankungen stattgefunden habe.

1) Bergwitz, diese Zeitschr. 14, 953, 1913.
2) Dorno, ebenda 14, 956, 1913.

Zur Untersuchung dieser Frage haben wir direkt das vorhandene Beobachtungsmaterial benutzt.

Zunächst wurden die während des an Temperaturexzessen so reichen Monats Mai 1914 bei Tag erhaltenen Strahlungswerte mit Ausschluß der bei Niederschlag erhaltenen Messungen in drei Gruppen eingeordnet: bei zunehmender, bei praktisch konstanter und bei abnehmender Außentemperatur. Bei Apparat I zeigten sich gar keine, bei Apparat II so geringe Verschiedenheiten, daß die Heranziehung eines größeren Beobachtungsmaterials nötig erschien.

Demgemäß wurden die bei Tag erhaltenen Strahlungswerte zweier anderer Monate (Februar, März) in Gruppen geordnet je nach der Größe der gleichzeitig beobachteten, im Innern des Kastens während der dreistündigen Messung eingetretenen Temperaturänderung. Aus den so entstandenen Tabellen (vgl. unsere ausführliche Mitteilung in den Wiener Sitzungsberichten) geht hervor, daß von einem regelmäßigen Gang der Werte mit der Temperaturänderung keinesfalls die Rede sein kann, insbesondere ist keine Spur von einem entgegengesetzten Einfluß bei Erwärmung und Abkühlung zu sehen.

Bei unseren Messungen auf dem Obir ist also eine Änderung der Angaben der Wulfschen Apparate bei Temperaturänderung der Umgebung nicht erkennbar. Unter einem ist damit auch die Frage, ob die durchdringende Strahlung selbst durch Temperaturänderungen beeinflußt wird, im negativen Sinne entschieden.

Es bleibt somit nur übrig, zu untersuchen, ob der absolute Stand der Temperatur selbst für die durchdringende Strahlung irgendwie von Einfluß ist. Da wir das Vorhandensein einer jährlichen Periode festgestellt haben, so werden wir von vornherein erwarten, daß bei höheren Temperaturen im Mittel etwas höhere Strahlungswerte sich ergeben.

Dies ist auch tatsächlich der Fall, sobald man die Werte eines größeren, Winter und Sommer umfassenden Zeitintervalls (z. B. 1. Februar bis 1. September 1914) nach den gleichzeitig am Thermographen registrierten, während jedes Beobachtungsintervalls herrschenden Mitteltemperaturen ordnet (um den Einfluß einer etwa vorhandenen täglichen Periode auszuschließen, sind hier nur die Strahlungsbeobachtungen während des 10stündigen Nachtintervalls 21^h bis 7^h verwendet). Siehe Tabelle II.

Die Zunahme der Mittelwerte der Strahlung mit zunehmender Mitteltemperatur ist hier unverkennbar. Wenn man jedoch z. B. nur die Werte einer Jahreszeit oder eines Monats nach den gleichzeitig beobachteten Mitteltemperaturen

Tabelle II.

Mittlere Temperatur	Durchdringende Strahlung (Apparat II) (Nachtwerte)
Unter -2^0	10,55 (30)
$-1{,}9^0$ bis 0^0	10,56 (17)
0^0 bis $+1{,}9^0$	10,59 (24)
$+2{,}0^0$ bis $3{,}9^0$	10,77 (33)
$+4^0$ bis $5{,}9^0$	10,72 (22)
$+6^0$ bis $7{,}9^0$	10,78 (14)
$+8^0$ bis 12^0	10,91 (25)

ordnet, so ist keinerlei derartige Abhängigkeit erkennbar, ein Zeichen, daß in der obigen Tabelle nur die jährliche Periode wieder zum Ausdruck kommt. (Tabellen vgl. die ausführliche Mitteilung.)

Wir wenden uns nun zur Betrachtung der täglichen Periode der durchdringenden Strahlung. Die diesbezüglichen bisherigen Resultate verschiedener Autoren zeigen untereinander beträchtliche Abweichungen.

Nach einigen älteren Untersuchungen[1]) besteht eine doppelte tägliche Periode der Strahlung. Wulf (l. c.) fand bei langdauerndem Schönwetter im Herbst eine dem Potentialgefälle analoge doppelte tägliche Periode, die gegen Winter zu in eine einfache überging und bei bedeckten feuchten Tagen ganz verschwand. Bergwitz[2]) fand in Braunschweig in einem Garten und am Andreaskirchturm nur schwache Andeutungen einer täglichen Periode (Mittagsdepression, Ansteigen gegen Abend). Gockel[3]) bezweifelt auf Grund seiner an verschiedenen Orten der Schweiz ausgeführten zahlreichen Messungen überhaupt die Existenz einer täglichen Periode der durchdringenden Strahlung. Simultanmessungen, welche 1913 in Davos, Graz, Innsbruck, Valkenburg (Holland) und Wien an verabredeten Tagen ausgeführt worden sind[4]), haben für die erwähnten fünf Orte ganz verschiedenen täglichen Gang ergeben. Dagegen stimmte der tägliche Gang je zweier an gleichem Orte aufgestellten Apparate ziemlich gut überein.

Was die vorliegenden Messungen auf dem Obir betrifft, so muß zunächst bemerkt werden, daß die zur Beurteilung des Vorhandenseins einer täglichen Periode der Strahlung eigentlich erforderlichen stündlichen Ablesungen nur an den sogenannten internationalen Tagen gemacht worden sind. Es sind dies die Tage, an welchen laut Beschluß der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt ausführliche Beobachtungen der meteorologischen Verhältnisse der freien Atmosphäre ausgeführt werden (in der Regel jeden ersten Donnerstag im Monat, manchmal auch an den folgenden Tagen). Im ganzen sind aber am Obir stündliche Messungen der Strahlung nur an 11 Tagen (Apparat I) bzw. 18 Tagen (Apparat II) gemacht worden. Die Zahl der Messungen ist zur sicheren Beurteilung des Vorhandenseins einer täglichen Periode nicht ausreichend. (Vgl. die ausführliche Mitteilung.)

Wir müssen daher zur Beurteilung des täglichen Ganges die sehr zahlreich vorhandenen, gewöhnlichen dreistündigen Beobachtungen bei Tage bzw. die 10stündigen Nachtbeobachtungen heranziehen. So resultieren pro Tag 5 Terminwerte zu den mittleren Zeiten 2^h, 9^h, 12^h, 15^h, 16^h und $19{,}30^h$.

Als wir zunächst für die vier Monate, in welchen Simultanbeobachtungen an beiden Apparaten vorlagen, den täglichen Gang nach den Mittelwerten zu den erwähnten fünf Terminen zeichneten, bemerkten wir, daß die beiden Apparate einen durchaus nicht übereinstimmenden Gang der durchdringenden Strahlung ergaben, was umso überraschender war, als wir mit denselben Apparaten 1913 an anderem Orte (Wien, Hohe Warte, k. k. Meteorol. Zentralanstalt) auf der Plattform eines Turmes gute Übereinstimmung im täglichen Gang der beiden Instrumente gefunden hatten. Die Diskrepanz im scheinbaren täglichen Gang auf dem Obir ließ vermuten, daß irgendein mit der Tageszeit variierender Einfluß, der jedoch bei den beiden Apparaten verschieden war, die Strahlungsschwankung vortäuschte.

Wir schritten nun zur genauen Untersuchung über die Ursachen der Diskrepanz des täglichen Ganges der beiden Instrumente, worüber hier nur ganz kurz berichtet werden kann.

Wir haben die Tageskurven für beide Apparate für schöne und bedeckte Tage getrennt ermittelt und gefunden, daß der Verlauf der Kurven an schönen Tagen fast genau gleich dem an bedeckten oder Niederschlags- und Nebel-Tagen ist. Da somit die Diskrepanz im täglichen Gang der beiden Apparate an bedeckten Tagen bestehen blieb, kann keinesfalls die Sonnenstrahlung oder deren Folgeerscheinungen die Ursache der Diskrepanz sein.

Den Schlüssel des Verständnisses lieferte uns die Kenntnis des Umstandes, daß die beiden Apparate an jedem einzelnen Tage nicht gleichzeitig frisch geladen wurden: Apparat II mußte täglich nur einmal, Apparat I dagegen zweimal

1) Mache und Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 619, 1906; T. F. Mc. Keon, Phys. Rev. **25**, 399; Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909 u. a.

2) Bergwitz, Elster-Geitel-Festschr. (Braunschweig, Vieweg & Sohn), 1915, S. 506.

3) Gockel, diese Zeitschr. **14**, 1143, 1913; **16**, 345, 1915; Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. **54**, 1. Abh., 1917.

4) Benndorf, Dorno, Hess, v. Schweidler u. Wulf, diese Zeitschr. **14**, 1141, 1913.

geladen werden (wegen seines größeren Volumens) und es war durchgehends während des ganzen Jahres der Vorgang eingehalten worden, daß Apparat I um 7^h und $17^1/_2{}^h$, Apparat II um 14^h neu geladen wurde. Die einzelnen Messungen wurden bei sehr verschiedenen mittleren Feldstärken im Apparat ausgeführt, da bei Beginn der Messungen die Spannung 250 bis 300 Volt beträgt und bis herab zu etwa 80 Volt fortlaufend weiter beobachtet wurde.

Nun ist nach den grundlegenden Untersuchungen von Moulin u. a. nicht mehr zweifelhaft, daß auch bei Ionisation durch γ-Strahlen und bei den kleinsten Stromstärken die anfängliche Wiedervereinigung frischerzeugter Ionenpaare bewirkt, daß bei Feldstärken von 10 bis 50 Volt/cm noch nicht voller Sättigungsstrom erreicht ist.

Bei unseren Apparaten variierte die mittlere Feldstärke zwischen 30 und 10 Volt/cm. Im ersteren Falle ist für durchdringende Strahlen nach Moulin[1]) die erreichte Stromstärke 97,5 Proz., im letzteren Falle aber nur 93 Proz. des Sättigungsstromes. Bei konstanter Ionisierungsquelle (in unserem Falle also konstanter durchdringender Strahlung) nimmt somit der gemessene Effekt (Voltverlust pro Stunde) mit fortlaufender Entladung des Apparats um fast 5 Proz. ab. Dies ist noch günstig gerechnet, denn die Moulinschen Zahlen gelten eigentlich nur für den Kreisplattenkondensator. Für eine für Erreichung der Sättigung so ungünstige Kondensatorform, wie sie der Wulfsche Apparat darstellt, wird die Änderung im Laufe der Entladung noch größer sein. Weiter sind die Verhältnisse bei Apparat I noch ungünstiger als bei Apparat II, da ersterer größeres Volumen bei unsymmetrischer Feldverteilung im Innern aufweist.

Wir sehen also, daß die bisher als selbstverständlich geltende Voraussetzung, daß in den Wulfschen Apparaten stets „praktisch" Sättigung erreicht ist, nicht zutrifft.

An den oben mitgeteilten täglichen Ladezeiten der beiden Apparate ersehen wir weiter, daß gerade zur Zeit, wo Apparat II die größte Feldstärke hatte (Nachmittagsintervall $14^1/_2$ bis $17^1/_2{}^h$), bei Apparat I die kleinste mittlere Feldstärke herrschte. Also werden bei konstanter Ionisierungsquelle die in den beiden Apparaten gemessenen Ströme im Verlaufe des Tages um mehrere Prozente in dem einen oder anderen Sinne differieren müssen.

Das nächstliegende ist daher, alle gemessenen Werte auf vollkommene Sättigung nach Moulin zu korrigieren.

Wir konnten so feststellen, daß die Amplitude des scheinbaren täglichen Ganges bei beiden Apparaten wesentlich gemildert wird. Die Hauptdiskrepanz (tiefes Minimum der Strahlung laut Apparat I um 16^h) verschwindet.

Da die Moulinsche Korrektur für Apparat II wegen seiner zur Erreichung der Stromsättigung überhaupt günstigeren Form sicher vollständiger ist, als für Apparat I, so seien im folgenden nur die mit Apparat II erhaltenen Resultate hinsichtlich des täglichen Ganges diskutiert.

In der folgenden Tabelle sind die zu den fünf täglichen Terminen erhaltenen Monatsmittel eingetragen und bei jedem Werte der auf Sättigungsstrom nach den Moulinschen Zahlen korrigierte Wert in Klammern beigesetzt.

Fig. 2 enthält die graphische Darstellung dieser Tabelle. Fig. 2a gibt die direkt beob-

Tabelle III.

Jahreszahl und Monatsziffer	Durchdringende Strahlung (Ionen ccm/sec). (Apparat II).										Tagwert[2]) (Mittel)	
	Nachtwert 2^h		9^h		$12^1/_4{}^h$		16^h		$19^1/_2{}^h$			
1913, XI.	10,61	(11,01)	10,85	(11,42)	10,65	(11,35)	11,02	(11,32)	10,61	(10,95)	10,78	(11,26)
1913, XII.	10,58	(10,98)	10,52	(11,06)	10,50	(11,19)	10,72	(11,01)	10,94	(11,27)	10,67	(11,13)
1914, I.	10,66	(11,06)	10,56	(11,12)	10,58	(11,27)	10,73	(11,02)	10,89	(11,24)	10,69	(11,16)
1914, II.	10,54	(10,94)	10,53	(11,07)	10,17	(10,84)	10,34	(10,63)	10,66	(11,01)	10,43	(10,89)
1914, III.	10,53	(10,93)	10,17	(10,71)	10,27	(10,94)	10,60	(10,90)	10,56	(10,90)	10,40	(10,86)
1914, IV.	10,56	(10,96)	10,14	(10,66)	10,14	(10,80)	10,90	(11,21)	10,05	(10,37)	10,41	(10,76)
1914, V.	10,66	(11,06)	10,24	(10,76)	10,35	(11,03)	11,24	(11,55)	10,71	(11,05)	10,64	(11,10)
1914, VI.	10,82	(11,22)	10,47	(11,03)	10,70	(11,40)	11,39	(11,70)	10,50	(10,85)	10,76	(11,25)
1914, VII.	10,76	(11,16)	10,61	(11,16)	10,56	(11,27)	11,45	(11,76)	10,75	(11,10)	10,84	(11,32)
1914, VIII.	10,88	(11,28)	10,51	(11,05)	10,45	(11,14)	11,27	(11,60)	10,47	(10,82)	10,63	(11,40)
1914, IX.	10,90	(11,30)	10,75	(11,30)	10,28	(10,95)	11,14	(11,44)	10,61	(10,95)	10,69	(11,16)
1914, X.	10,83	(11,23)	10,46	(11,02)	10,44	(11,12)	10,53	(10,83)	10,78	(11,14)	10,55	(11,03)
Jahresmittel	10,69	(11,09)	10,48	(11,11)	10,42	(11,11)	10,94	(11,25)	10,63	(10,97)	10,62	(11,11)

1) Moulin, Ann. de chim. et de phys. **22**, 26, 1911.
2) Unter „Tagwert" ist der Mittelwert der 4 Messungen um 9^h, $12^1/_4{}^h$, 16^h, $19^1/_2{}^h$ verstanden.

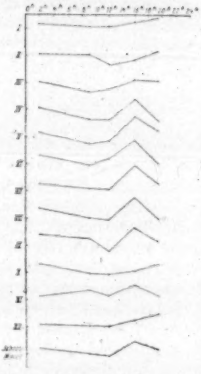

Fig. 2a.

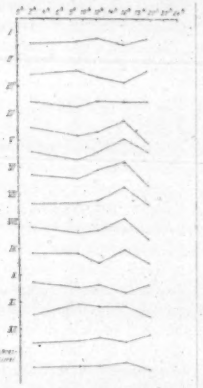

Fig. 2b.

achteten, Fig. 2b die auf Sättigungsstrom korrigierten Werte wieder.

Man sieht an den Kurven, daß in den Sommermonaten der tägliche Verlauf der Strahlung Schwankungen aufweist, die weitaus größer sind, wie im Winter und auch in den auf Sättigung korrigierten Werten erkennbar sind. Berechtigterweise kann daher ein Wintertypus und ein Sommertypus des täglichen Ganges unterschieden werden. Bei ersterem sind die Schwankungen so klein, daß man von einer „täglichen Periode" überhaupt nicht sprechen kann. Im Sommer dagegen (April—September) sind auch nach den auf Sättigung korrigierten Werten von Apparat II regelmäßige Änderungen der Strahlung im Laufe des Tages unverkennbar. Sie steigt von Vormittag bis zu einem Maximum um 16^h, um dann wieder zu sinken. Die Amplitude der Tagesschwankung beträgt im Mittel nur etwa 0,5 Ionen ccm/sec. Die durchdringende Strahlung im Sommer scheint somit der Tageskurve der Temperatur ziemlich parallel zu gehen. Wir haben oben gezeigt, daß dieses Verhalten nicht etwa störenden Einflüssen der Sonnenstrahlung auf das Fadensystem zuzuschreiben ist, sondern reellen Veränderungen der Ionisatoren entspricht. Daß die durchdringende Strahlung im Sommer der täglichen Temperaturkurve im allgemeinen parallel geht, läßt sich unschwer auf die allgemeine Konvektion der variablen Elemente der durchdringenden Strahlung (Emanationen und deren Zerfallsprodukte) zurückführen.

Keinesfalls kann man sagen, daß die tägliche Variation der durchdringenden Strahlung am Gipfel des Obir etwa stärker hervortritt, als in der Ebene. Hierdurch wird der bei der Diskussion der jährlichen Periode S. 587 gezogene Schluß, daß der von oben kommende Anteil der durchdringenden Strahlung (harte Strahlung) keine merklichen Variationen zeigt, neuerlich bekräftigt.

Was endlich den Unterschied der Strahlung bei Tag und bei Nacht betrifft, so lehrt ein Blick auf die Tabelle III, daß die Unterschiede durchwegs minimal sind. Im Jahresmittel ergibt sich der Mittelwert bei Nacht zu 10,69 (korrigiert 11,09), bei Tag zu 10,62 (korrigiert 11,11).

Bei Apparat I scheinen die (unkorrigierten) Werte bei Tag etwas höher als die bei Nacht, doch wurden die Tagwerte bei diesem Apparate durchwegs bei größerer Feldstärke, also besserer Sättigung erhalten, als die Nachtwerte. Bei der Unsicherheit der Korrektionsfaktoren für Apparat I wird auf Anführung der doch nur in ungenügendem Maße korrigierten Werte verzichtet.

Nachdem auf dem Obir im Verlaufe eines ganzen Jahres kein regelmäßiger Unterschied zwischen den Werten der durchdringenden Strahlung bei Tag und bei Nacht gefunden worden ist[1]) und in dieser Höhe die von oben kommende sehr harte Strahlungskomponente schon bedeutend mehr ins Gewicht fällt, wie in der Ebene, so scheint die von einzelnen Autoren vertretene Anschauung, daß die Sonne die Quelle der unbekannten harten Strahlungskomponente ist, als irrig erwiesen.

III. Einfluß des Luftdruckes und der Luftdruckschwankungen.

Luftdruck und Luftdruckschwankungen können die durchdringende Strahlung nur indirekt beeinflussen, indem sie auf den Emanationsgehalt der Luft und der obersten Bodenschichten einwirken. Die mit Ort und meteorologischen Verhältnissen ungemein wechselnde Durchlässigkeit des Bodens läßt jedoch derartige Einflüsse sehr verschieden zur Geltung kommen. Von bisherigen Beobachtern haben Wulf[2]), ferner auch Simpson und Wright[3]) bei tiefem Luftdruck Strahlungserhöhung festgestellt, während Mache (l. c.) in Innsbruck keinen derartigen Effekt finden konnte. Letzterer konstatierte

1) Gockel, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. **45**, 1. Abh. 1917, S. 59, fand auch auf dem 3200 m hohen Piz Languard keinen Unterschied der Strahlung bei Tag und bei Nacht.

2) Wulf, diese Zeitschr. **10**, 1002, 1909.

3) Simpson und Wright, Proc. Roy. Soc. A. **85**, 175, 1911.

dagegen im Winter einen Einfluß von Luftdruckänderungen derart, daß bei steigendem Luftdruck die kleinsten Strahlungswerte auftraten.

Wir haben zur Untersuchung derartiger Einflüsse das Material der Simultanmessung an beiden Apparaten (Ende Januar bis Ende Mai 1914) auf dem Obir verwendet. Wenn man sämtliche Werte (Tag- und Nachtwerte) als gleichwertig verwendet und nur die bei Niederschlag erhaltenen Messungen ausschließt, erhält man folgende Tabelle (die Ziffern in Klammern bedeuten die Zahl der Einzelwerte):

Luftdruck	575—579	580—584	585—589 mm
ddr. Strahlg. App. I	13,16 (8)	13,24 (17)	13,21 (56)
„ „ App. II	10,61 (8)	10,57 (17)	10,61 (55)
Luftdruck	590—594	595—599	600—605 mm
ddr. Strahlg. App. I	13,43 (97)	13,20 (153)	13,09 (122)
„ „ App. II	10,39 (93)	10,36 (152)	10,38 (125)

Ein regelmäßiger Gang der Strahlungswerte mit dem Luftdruck ist nicht erkennbar.

Eine Zusammenstellung der Strahlungswerte mit den in den 12 vorhergehenden Stunden eingetretenen Luftdruckänderungen lieferte folgendes Resultat:

	Luftdruck steigend	Luftdruck fallend
Apparat I	13,27 (237)	13,21 (192)
Apparat II	10,45 (263)	10,46 (195)

Auf dem Obir ist somit auch kein Einfluß von Luftdruckänderungen auf die Strahlung nachweisbar.

IV. Einfluß der Niederschläge.

Daß Niederschläge jeglicher Art die durchdringende Strahlung erhöhen, ist von Mache und Rimmer (l. c.), Gockel[1]), Mache (l. c.), E. v. Schweidler[2]) u. a. festgestellt worden und erklärt sich dadurch, daß die festen Zerfallsprodukte der Emanationen von den Niederschlägen mit zu Boden gerissen werden, wo sie als radioaktiver Oberflächenbelag während ihrer ganzen Zerfallszeit ionisierend wirken (höchstens einige Stunden lang, da die Zerfallsprodukte der Radiumemanation überwiegen). Das Beobachtungsmaterial auf dem Obir wurde diesbezüglich für die Zeit vom 1. Februar bis 1. August 1914 durchgearbeitet, um für alle Arten von Niederschlägen zu verschiedener Jahreszeit Beispiele zu erhalten. Zuerst seien (Tab. IV) die Resultate für die drei Monate mit fast rein winterlichem Charakter mitgeteilt: Der Einfluß der Nebelbildung, der sich insofern äußern kann, als die radioaktiven festen Produkte in der Atmosphäre häufig als Kondensationskerne fungieren, wird gleichzeitig mitbehandelt. Es wurden alle Einzelwerte (auch die Nachtwerte) in gleicher Weise berücksichtigt.

Tabelle IV.

	Durchdringende Strahlung					
	Apparat I			Apparat II		
	Februar	März	April	Februar	März	April
Gesamtmittel	13,31 (133)	13,13 (151)	13,14 (147)	10,45 (135)	10,44 (152)	10,35 (147)
Werte bei Schneefall (oder Regen)	13,56 (28)	13,30 (42)	13,24 (28)	10,69 (28)	10,57 (41)	10,54 (29)
Werte bei niederschlagsfreiem Wetter	13,24 (105)	13,06 (109)	13,10 (119)	10,37 (107)	10,36 (111)	10,31 (118)
Werte bei Nebel (ohne gleichzeit. Niederschl.)	13,53 (8)	13,30 (20)	13,32 (11)	10,47 (9)	10,44 (20)	10,31 (11)

Bei Schneefall sind durchweg an beiden Apparaten die Strahlungswerte um 0,2 bis 0,3 Ionen ccm/sec erhöht. Die Werte bei Nebel sind ebenfalls höher als die „niederschlagsfreien Werte", doch vom Gesamtmittel oft nur unwesentlich verschieden.

Für den Monat Mai (s. Tab. V) waren genügend Fälle vorhanden, um den Einfluß von Schnee und Regen getrennt zu untersuchen:

Tabelle V.

Mai	Apparat I	Apparat II
Gesamtmittel	13,54 (138)	10,64 (149)
Werte bei Schnee allein .	13,25 (11)	10,36 (10)
Werte bei Schnee und gleichzeit. Regen	14,29 (11)	11,14 (13)
Werte bei Regen allein .	13,55 (23)	10,80 (24)
Werte bei Niederschlag (zusammen)	13,66 (45)	10,80 (47)
Werte bei niederschlagsfreiem Wetter	13,50 (93)	10,56 (102)
Werte bei Nebel (ohne gleichzeit. Niederschlag . . .	13,53 (16)	10,66 (23)

1) Gockel, diese Zeitschr. **8**, 701, 1907.
2) v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) **119**, 837, 1910; **121**, 1297, 1912.

Die Erhöhung der Strahlung bei Regen und gleichzeitigem Schneefall ist am deutlichsten und beträgt 0,6 bis 0,8 Ionen ccm/sec. Es ist dies auch verständlich, da gerade im Mai auf dem Obir das gleichzeitige Auftreten beider Niederschlagsarten die am meisten turbulenten und heftigsten Kondensationsvorgänge kennzeichnet. Daß im Mai bei Schneefällen eine Erniedrigung der Strahlung erfolgt, hängt wohl einerseits mit der Schirmwirkung des Schnees gegenüber der Bodenstrahlung, anderseits aber auch damit zusammen, daß zu dieser Jahreszeit reine Schneefälle vorwiegend erst nach (eventuell anderorts) vorhergegangenen heftigen anderen Niederschlägen auftreten, also zu einer Zeit, wo die Atmosphäre nahezu frei von radioaktiven Zerfallsprodukten ist.

Für die beiden Sommermonate Juni und Juli wurden speziell noch die Werte bei Gewitterregen und unmittelbar nachher getrennt zusammengestellt (in diesen Monaten liegen nur die Beobachtungen mit Apparat II vor):

Tabelle VI.

Apparat II	Juni 1914	Juli 1914
Gesamtmittel	10,78 (149)	10,84 (153)
Werte bei niederschlagsfreiem Wetter	10,69 (103)	10,76 (111)
Werte bei Regen oder Schnee	10,95 (37)	10,97 (35)
Werte bei Gewitterregen .	11,03 (9)	10,99 (7)
Unmittelbar nach Gewitter	11,04 (7)	10,96 (5)

Die Erhöhung der Strahlung ist, wie man sieht, bei Gewitterregen am stärksten und dauert auch unmittelbar nachher an (Zerfall der zu Boden beförderten radioaktiven Produkte), was sich sogar bei unserer Beobachtungsweise (dreistündige Intervalle) noch erkennen läßt.

V. Einfluß der Feuchtigkeit.

Abgesehen von einer vereinzelten Messung Gockels[1]), der einmal bei einer Ballonfahrt innerhalb einer Wolke eine Erhöhung der durchdringenden Strahlung bemerkte, liegen diesbezüglich unseres Wissens keine Beobachtungen vor. Erhöhter Wasserdampfgehalt der Luft kann natürlich nur indirekt die Strahlung erhöhen, wenn etwa eine lokale Anreicherung der Luft an radioaktiven Produkten durch deren Anlagerung an Wassertröpfchen und allgemeine Verminderung ihrer Beweglichkeit stattfindet. Zur Untersuchung derartiger Einflüsse haben wir wieder das Material der Simultanbeobachtungen (1. Februar—31. Mai 1914) mit beiden Apparaten herangezogen. Da im Jahrbuche der k. k. Meteorologischen Zentralanstalt die Angaben der relativen Feuchtigkeit und des Dampfdrucks nur für die drei meteorologischen Haupttermine 7^h, 14^h und 21^h vorliegen, während unsere Zeitmittel für die Strahlungsbeobachtungen auf die dazwischenliegenden vier Termine 9^h, $12^1/_4{}^h$, 16^h und $19^1/_2{}^h$ fallen, so wurden die Tagesmittel dieser vier Strahlungsmessungen und ebenso die Tagesmittel der drei täglichen Feuchtigkeits- und Dampfdruckangaben gebildet und nach entsprechenden Klassen geordnet zusammengestellt:

Tabelle VII.

Relative Feuchtigkeit in Proz.	Tagesmittel der durchdringenden Strahlung	
	Apparat I	Apparat II
20 bis 49	13,31 (11)	10,24 (11)
50 bis 59	13,24 (13)	10,31 (13)
60 bis 69	13,34 (11)	10,33 (11)
70 bis 79	13,26 (17)	10,41 (17)
80 bis 89	13,54 (17)	10,51 (17)
90 bis 100	13,47 (6)	10,54 (7)

Tage, an welchen wesentliche Niederschläge fielen, sind in dieser Tabelle ausgelassen.

Wie man erkennt, besteht wirklich ein geringer Anstieg der durchdringenden Strahlung mit zunehmender relativer Feuchtigkeit, wie es nach dem am Anfange dieses Abschnittes Gesagten erwartet werden konnte.

Ferner haben wir die Tagesmittel der durchdringenden Strahlung (Niederschlagstage ausgenommen) mit den Tagesmitteln des Dampfdrucks (absolute Feuchtigkeit) zusammengestellt.

Die Zunahme der Strahlung mit wachsendem Dampfdruck tritt viel deutlicher hervor, als die mit steigender relativer Feuchtigkeit. Dies rührt aber wohl zum Teil davon her, daß die niedrigsten Dampfdruckwerte bei kaltem Schönwetter im Winter, die höchsten in der wärmeren Jahreszeit nach Niederschlägen vorkommen. Das Ansteigen der Strahlung mit vorrückender Jahreszeit (jährliche Periode) spiegelt sich daher hier wieder.

VI. Einfluß der Bewölkung und der Sonnenscheindauer.

Ein direkter Einfluß der Bewölkung auf die durchdringende Strahlung ist wohl nicht zu erwarten. Man könnte höchstens daran denken, daß eine Absorption der von oben kommenden Strahlungskomponente durch Wolkenschichten von sehr großer vertikaler Mächtigkeit sich bemerkbar machen könnte. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß ein derartiger Effekt weit

1) Gockel, diese Zeitschr. 11, 280, 1910.

unter der Grenze der Beobachtungsmöglichkeit liegt:

Rechnen wir mit A. Wagner[1]) den maximalen Wassergehalt von 1 m³ Wolkenluft zu etwa 5 g Wasser. Auf 1 m² ausgebreitet, würde dies eine Wasserschicht von $5 \cdot 10^{-4}$ cm Höhe ergeben. Eine Wolke von 1000 m vertikaler Mächtigkeit würde demnach einer nur 5 mm hohen Wasserschicht entsprechen. Rechnen wir für die harte Strahlung nach Kolhörster (l. c.) ein etwa 7fach größeres Penetrationsvermögen als für die γ-Strahlen von *RaC*, so würde der Absorptionskoeffizient der harten Strahlung in Wasser zu etwa $\mu = 0{,}006$ cm^{-1} sich ergeben. Die Absorption in der 1 km hohen Wolkenschicht entspräche somit $e^{-0{,}003} = 0{,}997$, d. h. einer Schwächung um höchstens 3 Promille.

Demnach können nur indirekte Einflüsse des Bewölkungsgrades auf die durchdringende Strahlung existieren, indem etwa die radioaktiven Zerfallsprodukte in der Atmosphäre wegen ihrer Eigenschaft als Kondensationskerne in den Wolkenschichten sich stauen und somit an dem 2000 m hoch gelegenen Beobachtungsorte strahlungserhöhend wirken.

Faßt man wieder die Tagesmittel der durchdringenden Strahlung (Simultanwerte Februar bis Mai 1914) mit den entsprechenden Tagesmitteln des nach der 10stufigen Skala gemessenen Bewölkungsgrades zusammen, so erhält man folgende Tabelle:

Tabelle VIII.

Mittlerer Bewölkungsgrad	Apparat I	Apparat II
0 bis 2	13,21 (26)	10,32 (26)
3 bis 6	13,36 (36)	10,33 (36)
7 bis 10	13,50 (28)	10,47 (31)

Tage mit Niederschlag sind in dieser Tabelle wieder ausgeschlossen worden. Der Anstieg der Strahlung bei zunehmender Bewölkung ist zwar sehr gering (0,2 Ionen ccm/sec), aber doch ersichtlich.

Man wird daher auch erwarten können, daß eine Zusammenstellung der Tagesmittel der durchdringenden Strahlung mit den (nach den Angaben eines Sonnenscheinautographen entnommenen) täglichen Sonnenscheindauern eine Abnahme der Strahlung mit zunehmender Dauer des Sonnenscheins ergibt (auch hier ist nur das Material der Simultanbeobachtungen Februar bis Mai 1914 verwertet):

1) A. Wagner, Wien. Ber. (IIa) **117**, 1283, 1908.

Tabelle IX.

Mittlere Dauer des Sonnenscheins (in Stunden)	Durchdringende Strahlung Apparat I	Apparat II
0 bis 1	13,54 (39)	10,59 (41)
1 bis 4	13,20 (8)	10,44 (9)
4 bis 7	13,49 (14)	10,44 (14)
7 bis 9	13,39 (27)	10,37 (27)
9 bis 11	13,25 (18)	10,37 (18)
über 11	13,34 (15)	10,30 (15)

Es besteht also tatsächlich eine wenn auch nur sehr schwach angedeutete Abnahme der Strahlungs-Tagesmittel mit zunehmender Dauer des Sonnenscheins. Die Erklärung ist in der Übereinanderlagerung zweier Effekte zu suchen: Die Sonnenstrahlung an sich wird (besonders bei trockenem Boden) die Emanationsexhalation des Erdbodens und damit auch (bei aufsteigendem Luftstrom) die durchdringende Strahlung in der Höhe etwas vergrößern. Diese Wirkung wird aber offenbar auf dem Obir durch die mit Stauungserscheinungen der radioaktiven Zerfallsprodukte in und unterhalb der Wolken zusammenhängende Strahlungserhöhung bei Bewölkung übertroffen.

VII. Einfluß der Windrichtung und Windstärke.

Auch von diesen beiden meteorologischen Elementen ist nur ein indirekter Einfluß auf die durchdringende Strahlung zu erwarten, nämlich insofern als der Emanationsgehalt der Atmosphäre und der obersten Bodenschichten lokal, je nach der Windrichtung und allgemein nach der Windgeschwindigkeit etwas variieren kann (saugende Wirkung insbesondere bei böigen Winden auf die obersten Bodenschichten).

Ordnet man die Beobachtungen eines halben Jahres (1. Mai bis 1. November 1914) (Apparat II) nach den acht Hauptwindrichtungen, so erhält man folgende Tabelle. (Die Zahl der Einzelwerte ist wieder in Klammern beigesetzt. Tag- und Nachtbeobachtungen sind als gleichwertig verwendet):

Windrichtung	N	NE	E	SE	S
durchdr. Strahlg.	10,76 (149)	10,57 (61)	10,68 (92)	(10,84) (16)	10,70 (47)
Windrichtung	**SW**	**W**	**NW**	**Windstille**	
durchdr. Strahlg.	10,74 (135)	10,75 (252)	10,92 (97)	10,74 (59)	

Das Gesamtmittel der 908 Beobachtungen beträgt 10,74 Ionen ccm/sec. Der Mittelwert bei Windstille, ferner bei W, SW und N ist mit diesem Gesamtmittel praktisch gleich. Bei NE, E und SE ist die Strahlung etwas erniedrigt (das Mittel bei SE entspricht zu wenig Einzelmessungen), bei NW erhöht. Dies dürfte mit

einer Erhöhung des Emanationsgehaltes der Luft zusammenhängen, welche verständlich ist, wenn man bedenkt, daß die aus dem NW-Quadranten stammenden Winde aus dem Gebiete der Uralpen kommen, wo die Emanationsabgabe der freien Oberfläche verwitternder Primärgesteine sicher erheblich größer ist, als bei vegetationsbedeckten Alluvialgebieten. Um den Einfluß der Windstärke zu untersuchen, haben wir die Werte in sechs Klassen wie folgt eingeordnet (Apparat II, Halbjahr 1. Mai bis 1. November 1914):

Windgeschw.	0 (Windstille)	1—9 km/st.	10—19 km/st.	20—29 km/st.
	10,74	10,82	10,71	10,70
	(59)	(251)	(280)	(155)

Windgeschw.	30—39 km/st.	über 40 km/st.
	10,80	10,86
	(91)	(62)

Nach dieser Tabelle glauben wir, daß eine Beeinflussung der durchdringenden Strahlung durch die Windstärke nicht besteht.

Zusammenfassung.

Es wurden auf dem Obir (Südkärnten) in 2044 m Seehöhe in der Zeit von Oktober 1913 bis November 1914 fortlaufende Messungen der durchdringenden Strahlung teils mit einem, teils mit zwei Wulfschen Strahlungsapparaten gleichzeitig ausgeführt. Die Zahl der bearbeiteten Einzelmessungen (über 3- bis 10stündige Intervalle) beträgt 1753 mit dem einen, 604 mit dem anderen Apparat[1]).

Es ergab sich eine deutliche jährliche Periode: Minimum im März bis April, Maximum Juli bis August. Die Amplitude der Jahresschwankung ist bei den Tagesbeobachtungen etwa doppelt so groß, wie bei den Nachtbeobachtungen und ist überhaupt erheblich kleiner, als nach Gockels Beobachtungen in normaler Seehöhe.

Die Strahlung erweist sich, wenn man die Werte nur eines Monats oder einer Jahreszeit zusammenstellt, als unabhängig von der Temperatur.

Bezüglich des täglichen Ganges zeigten die beiden Apparate eine Diskrepanz, die auch an bedeckten Tagen besteht, also nicht in störenden Einflüssen der Sonnenstrahlung auf den Apparat ihren Grund hat. Eine nähere Untersuchung zeigte, daß infolge nicht vollkommener Erreichung des Sättigungsstromes besonders in dem einen Apparate die gemessenen Werte von der mittleren Feldstärke, also auch von der seit der Neuaufladung verstrichenen Zeit, abhängen. Da die Apparate zu verschiedenen Tageszeiten geladen wurden, herrschte in ihnen zu gleicher Zeit verschiedener Sättigungsgrad. Durch Anbringung einer Korrektur nach Angaben von Moulin läßt sich diese Fehlerquelle größtenteils eliminieren.

Im Winter besteht auf dem Obir überhaupt keine regelmäßige Variation der durchdringenden Strahlung. Im Sommer zeigt sie einen schwachen Anstieg von 9^h bis 16^h, von da an Abfall bis abends. Die Mittelwerte der Strahlung bei Tag und Nacht sind gleich.

Eine Abhängigkeit der Strahlung vom Luftdruck und von Luftdruckschwankungen ist auf dem Obir nicht erkennbar. Niederschläge, besonders Gewitterregen, bringen eine deutliche Erhöhung der Strahlung hervor. Schnee wirkt meist strahlungserhöhend, nach vorhergegangenen anderen heftigen Niederschlägen aber strahlungserniedrigend.

Ferner wird die Abhängigkeit der Strahlung von relativer und absoluter Feuchtigkeit, Bewölkungsgrad, Sonnenscheindauer, Windrichtung und Windstärke diskutiert.

Aus den ganzjährigen Beobachtungen auf dem Obir ergibt sich, daß dort, in 2000 m Seehöhe, die Schwankungen der durchdringenden Strahlung sowohl absolut als auch relativ geringer sind als in normaler Seehöhe. Da in 2000 m die von oben kommende sehr harte Komponente der durchdringenden Strahlung schon erheblich mehr an der Gesamtstrahlung beteiligt ist, so können somit die Schwankungen dieser Komponente nur äußerst klein sein. Die Hypothese, daß diese Komponente von der Sonne herstammt, scheint endgültig dadurch widerlegt, daß auf dem Obir die Tag- und Nachtwerte der Strahlung gleich groß sich ergeben. Die Zerfallsprodukte der Radium- und Thorium- (eventuell der Aktinium-)Emanation im Boden und in der Atmosphäre scheinen die einzigen mit der Zeit und den meteorologischen Elementen variablen Bestandteile der Gesamtstrahlung zu sein.

Wien, im Oktober 1917. Institut für Radiumforschung der kaiserl. Akademie der Wissenschaften und k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik.

(Eingegangen 19. Oktober 1917).

1 Die vollständigen Tabellen der Beobachtungen sind im Jahrbuche der k. k. Meteorolog. Zentralanstalt in Wien für 1915 (Anhang) veröffentlicht.

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Problem der Materie.

Von Gustav Mie.

(Schluß.)

III.

Wir kehren nun zu dem Ausgangspunkt unserer Betrachtungen zurück: zu dem Einsteinschen Coupé. Wir sind jetzt in der Lage zu beurteilen, inwieweit die Physiker in diesem Coupé, wenn die neue Einsteinsche Theorie richtig ist, die Schwerewirkungen und die Wirkungen der beschleunigten Bewegung nicht voneinander trennen können, und inwieweit es ihnen doch möglich sein wird.

Solange die Feldstärke der Gravitation in dem ganzen Innern des Coupés als konstant und während der Zeit der Beobachtungen als unveränderlich anzusehen ist, werden sich für die im Coupé eingeschlossenen Beobachter die beiden Wirkungen in jeder Hinsicht genau kompensieren und die Beobachter können deshalb wähnen, daß das Coupé in einem schwerefreien Gebiet ruht, während ein außenstehender Beobachter feststellen kann, daß es in dem quasikonstanten Schwerefeld eine quasi-gleichförmige Beschleunigung hat. Allerdings werden die in dem Coupé eingeschlossenen Physiker mit ihren Maßstäben und Uhren sich ein nach ihrer Ansicht kartesisches, orthogonales Koordinatennetz konstruieren, welches der Außenstehende, der die Existenz des Gravitationsfeldes weiß, für krummlinig und schiefwinklig erklären muß, auch über Zeit- und Längenverhältnisse wird der außenstehende Beobachter andere Ansichten haben, als die eingeschlossenen Physiker. Aber trotzdem, was das Wesentliche ist: In sich werden die Beobachtungen der eingeschlossenen Physiker immer stimmen, und sie werden in ihrem Koordinatensystem auch ganz dieselben Naturgesetze finden, die man in einem richtigen minkowskischen Koordinatensystem im idealen Vakuum findet, auch dieselbe Lichtgeschwindigkeit und dieselben physikalischen Konstanten des Äthers.

Anders wird die Sache aber, sobald das Schwerefeld des Himmelskörpers, auf den das Coupé zustürzt, in dem Bereich, der den Beobachtern in Raum und Zeit für ihre Messungen zur Verfügung steht, so große Verschiedenheiten der Feldstärke aufweist, daß sie sich bei dem mit ihren Instrumenten erreichten Grad von Genauigkeit schon bemerkbar machen. Allerdings können die Beobachter auch jetzt bei ihren Messungen die Anwesenheit des Schwerefeldes ganz außer acht lassen. Sie können die Zeit durch mitbewegte Uhren messen, die Längen durch kleine starre Maßstäbchen, sie können sich gerade Linien in Raum und Zeit konstruieren, indem sie die kürzeste Verbindung zwischen zwei Punkten als gerade Linie definieren. Sie würden alsdann aber eine sehr sonderbare Geometrie bekommen. Wenn sie beispielsweise die Punktpaare $A\,A'$ und $B\,B'$ die auf zwei von einem Punkt O ausgehenden Geraden l und l' liegen, (Fig. 3) miteinander durch ganz

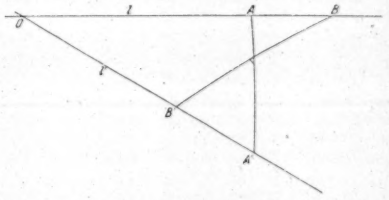

Fig. 3. Nichtminkowskische Geometrie im wirklichen Gravitationsfeld.

exakte Gerade verbänden, so würden sie finden, daß sich im allgemeinen $A\,A'$ und $B\,B'$ nicht in einem Punkte schneiden, sondern daß sie im Raum aneinander vorbei kreuzen. Sie bekämen eine Geometrie, in der es überhaupt keine ebenen Flächen gibt, natürlich auch keine ebenen Räume, kurz eine nichtminkowskische Geometrie. Das Eigentümliche dieser Geometrie besteht darin, daß in ihr überhaupt kein kartesisches Koordinatennetz möglich ist. Besonders zu beachten ist, daß man unter anderm auch dann keine Ebene bekommt, wenn man durch die einzelnen Punkte der Weltlinie eines frei bewegten Massenteilchens lauter Linien konstanten Ortes legt. In der minkowskischen Welt müßte das aus dieser Linienschar gebildete zweidimensionale Kontinuum eine zur Zeitachse parallele Ebene sein. In unserem nichtminkowskischen Gebiet aber ist es eine krumme Fläche. Folglich ist eine auf dieser Fläche gezogene Linie konstanter Zeit keine Gerade, keine kürzeste Linie in dem dreidimensionalen Raum konstanter Zeit. Das heißt: In unserem nichtminkowskischen Gebiet ist die Bahnkurve eines frei bewegten Massenpunktes in dem dreidimensionalen Raum konstanter Zeit keine Gerade, keine kürzeste Verbindungslinie zweier Bahnpunkte! Ebenso sind auch die Bahnen der Lichtstrahlen keine Geraden und man kann

demnach in dieser Geometrie die Geradlinigkeit einer Strecke nicht mehr durch optische Methoden kontrollieren. Es ist also klar, daß in diesem sonderbar veränderten Gebiet des Äthers die Naturgesetze nicht einfach in der Form gelten, wie im idealen Vakuum. Und doch darf man vermuten, daß sich die Grundgleichungen der Physik, wenn das Einsteinsche Axiom der allgemeinen Relativität gilt, in ganz ähnlicher Weise aussprechen lassen. Da man nämlich mit Hilfe der starren Maßstäbchen und der mitbewegten Uhren die Längen der Strecken und der Zeitintervalle überall messen kann, ohne daß man gerade Linien und ohne daß man irgend ein Koordinatennetz zu haben braucht, da ferner im unendlich kleinen die minkowskische Geometrie gilt, so kann man ohne weiteres das Linienintegral einer Vektorgröße längs jeder beliebigen Kurve und das Flächenintegral auf jedem beliebigen Flächenstück definieren. Daher kann man beispielsweise die Maxwellsche Gleichung:

$$\text{Rot}\,\varphi = \mathfrak{F},$$

wo φ das elektromagnetische Viererpotential, $\mathfrak{F}$ den Sechservektor des elektromagnetischen Feldes bedeuten soll, für jede beliebige Geometrie verallgemeinern, indem man sagt:

Das Linienintegral des Vierervektors φ auf irgendeiner rings geschlossenen Kurve im vierdimensionalen Raum-Zeit-Gebiet ist gleich dem Flächenintegral des Sechservektors $\mathfrak{F}$ auf irgendeinem von der Kurve begrenzten Flächenstück.

Ebenso kann man die andere Gruppe der Maxwellschen Gleichungen leicht verallgemeinern. Ich vermute, daß sich auch die Gesetze der Gravitationsfelder der Körper, die sich im Innern des Einsteinschen Coupés befinden, und die die Beobachter hier studieren können, in einer ähnlich allgemeinen Fassung aussprechen lassen und daß sie, wie die elektromagnetischen Gesetze, in dem nichtminkowskischen Gebiet in der Nachbarschaft einer verborgenen großen schweren Masse in dieser Form ihre Gültigkeit behalten.

Aber trotzdem, auch wenn in dieser Weise eine Analogie mit der Physik des idealen Vakuums durchgehend besteht, wird man nicht verkennen, daß infolge der veränderten Gesetze der Geometrie die Physik des Äthers im inhomogenen Gravitationsfeld für die im Einsteinschen Coupé eingeschlossenen Beobachter doch ein ganz anderes Aussehen gewinnt, man sieht das schon aus den kurzen Andeutungen, die ich oben gemacht habe. Die Beobachter müssen an dieser Veränderung der physikalischen Verhältnisse in dem Äther, in welchem ihr Coupé sozusagen schwimmt, die Annäherung eines materiellen Körpers feststellen können, auch wenn sie diesen Körper nicht sehen, ganz so wie die Schiffer durch Beobachtung der Temperatur des Ozeans, in dem ihr Schiff schwimmt, das Herannahen eines Eisberges feststellen können, ohne den Eisberg zu sehen. Man erkennt hier deutlich, wie in der mathematischen Struktur der Einsteinschen Theorie ganz von selber jener am Schluß des ersten Vortrages aufgezeigte logische Widerspruch verschwindet, der dem Satz von der Äquivalenz der Schwere- und der Trägheitswirkungen anhaften würde, wenn man ihn ganz allgemein behaupten wollte.

Durch diese Darlegungen ist der physikalische Inhalt des neuen Einsteinschen Axioms nicht nur erschöpft, sondern auch noch bedeutend erweitert. In der erweiterten Form würde es etwa folgendes aussagen:

Axiom von der allgemeinen Relativität des Gravitationsfeldes.

Gefüge und physikalische Vorgänge in einem System materieller Teilchen, das sich in einem von Gravitationswirkungen erfüllten Gebiet befindet, kann man mit denen in einem entsprechenden System in einem gravitationsfreien Gebiet identifizieren, wenn man die geometrischen Maßverhältnisse in Raum und Zeit in geeigneter Weise definiert.

Kann man in dem vorgelegten Falle das Gravitationspotential in dem Gebiet als konstant ansehen, so geht das zur Beschreibung zu wählende Koordinatensystem aus dem allgemeinen kartesisch-orthogonalen Raum-Zeit-Koordinatensystem durch eine einfache lineare Transformation hervor.

Hat das Potential einen quasi-konstanten Gradienten, ist also ein quasihomogenes Gravitationsfeld vorhanden, so ist die Deformation des Koordinatensystems entsprechend der Änderung des Potentials inhomogen und es ergeben sich die gekrümmten Bahnen und die beschleunigten Bewegungen der Teilchen im Felde.

Ist das Feld auch nicht einmal quasihomogen, so muß man dem gravitationsfreien Gebiet, mit welchem man das vorgelegte Gebiet vergleichen will, eine eigentümliche nichtminkowskische Geometrie zuschreiben, in der es keine kartesischen Koordinatensysteme gibt; die Grundgleichungen der Physik bleiben dabei jedoch in ihrer allgemeinen Form trotz der veränderten Geometrie in Geltung.

Mit andern Worten: Sind Gefüge der Teilchen und physikalische Vorgänge in einem materiellen System im idealen Vakuum bekannt, so gewinnt man das entsprechende Gefüge und die entsprechenden Vorgänge in einem Raum mit konstantem Gravitationspotential durch eine einfache lineare Transformation, in einem Raum mit quasi-homogenem Gravitationsfeld durch eine Transformation, die mindestens vom zweiten Grade ist. Die Berechnung für ein Gebiet dagegen, in welchem ein nicht-homogenes Gravitationsfeld herrscht, stellt ein ganz neues Problem dar; man kann sie freilich auch in diesem Falle auf ein Problem in einem feldfreien Gebiet zurückführen, aber man muß in diesem Gebiet dann eine eigentümliche nichtminkowskische Geometrie annehmen.

Somit ist also das im Beginn des zweiten Vortrags formulierte Problem, das die Theorie der Materie uns stellt, durch das neue Einsteinsche Axiom in der erweiterten Fassung, die ich ihm soeben gegeben habe, für das Gravitationsfeld vollständig gelöst.

Wir müssen das Axiom aber, um seinen Sinn völlig zu erfassen, noch von einer andern Seite her betrachten. Während wir es soeben als eine Verallgemeinerung des Prinzips der Relativität des Gravitationspotentials für beliebig veränderliche Werte des Potentials aufgefaßt haben, betrachtet Einstein selber es als eine Verallgemeinerung des Axioms von der Relativität der Bewegungen für beliebig veränderliche Bewegungen. Im Beginn seiner Abhandlung: „Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie“[1]) erläutert Einstein seine Auffassung an dem Beispiel zweier Kugeln S_1 und S_2, die im Weltraum um eine gemeinsame Achse relativ zueinander rotieren. Man kann der Beschreibung der Bewegung verschiedene Bezugssysteme zugrunde legen, es sei beispielsweise R_1 ein Bezugssystem, in welchem S_1 ruht und S_2 rotiert, dagegen R_2 ein System, in welchem umgekehrt S_2 ruht und S_1 rotiert. Nach Einsteins Ansicht darf kein Bezugssystem vor den andern bevorzugt sein, auch R_1 und R_2 müssen gleichwertig sein. Denken wir uns etwa unter S_1 die Erde und unter S_2 den Fixsternhimmel, so ist nach der gewöhnlichen, auf die klassische Mechanik gegründeten Ansicht R_2, also das System, in welchem die Erde rotiert, bevorzugt. Wir wollen uns nun die Frage vorlegen, ob man diese Bevorzugung von R_2 dadurch beseitigen kann, daß man große bewegte schwere Massen einführt, die uns im übrigen verborgen sind, deren Existenz sich aber äußert durch die bekannten Wirkungen, aus denen wir sonst die Rotation der Erde erschließen, wie beispielsweise die Drehung des Foucaultschen Pendels, die Ablenkung des fallenden Steins nach Osten, die Ablenkung der Passatwinde, Ebbe und Flut und so weiter. Wir fragen: Kann man die Hypothese durchführen, daß diese Wirkungen uns die Rotation der Erde nur vortäuschen, daß sie in Wahrheit durch die Gravitation riesiger Massen verursacht sind, die von uns sonst unbemerkt irgendwo im Weltraum kreisen, während die Erde sich tatsächlich gar nicht um ihre Achse dreht? Die Antwort ist: Diese Hypothese läßt sich nicht durchführen, die Physik eines schwerefreien Raums, in welchem die Materie eine inkonstante Geschwindigkeit hat, und die Physik eines Raumes, in welchem die Materie ruht, welcher dafür aber ein von schweren Massen hervorgerufenes Gravitationsfeld enthält, sind nur dann nicht zu unterscheiden, wenn die Geschwindigkeit eine im Raum und Zeit quasikonstante Beschleunigung hat und dementsprechend das Gravitationsfeld quasi-homogen ist. Bei einer rotierenden Bewegung ist aber die Zentripetal-Beschleunigung bekanntlich $r \cdot \omega^2$, wenn ω die konstante Winkelgeschwindigkeit, r die Entfernung des Punktes von der Rotationsachse ist. Da die Zentripetalbeschleunigung sich mit r proportional ändert, so ist die Bedingung ihrer Konstanz im Raume nicht erfüllt, es ist demnach unmöglich, die Rotation der Erde durch die Gravitation ferner Massen zu ersetzen.

Um trotzdem die Gleichwertigkeit beider Bezugssysteme behaupten zu können, muß man sich schon entschließen, eine andere Art von Gravitationskräften einzuführen, die mit wirklichen Massenkörpern — auch nur hypothetisch angenommenen — gar nichts zu tun haben, sondern ohne alle materielle Ursachen frei im Raume auftreten. Diese Gravitationsfelder, diese „willkürlich fingierten Felder“, sind so zu wählen, daß sie die Riemannschen Differentialgleichungen befriedigen, man kann dann immer ein Feld angeben, dessen Wirkungen gerade mit denen einer beliebig vorgelegten ungleichförmigen Bewegung äquivalent sind. Ich denke aber, daß man ein solches Gravitationsfeld nicht als das ansehen kann, was man eine befriedigende Erklärung der Erscheinungen nennt. Und so wird man wohl bei der Bevorzugung des „Kopernikanischen“ Koordinatensystems vor dem „Ptolemäischen“ bleiben müssen.

Die Tatsache, daß es bevorzugte Koordinatensysteme gibt, läßt sich noch drastischer an folgendem Beispiel zeigen. Für die Genauigkeit der gewöhnlichen physikalischen Messungen ist der Einfluß des Gravitationspotentials der Erde auf Maßstäbe und Uhren so ganz verschwindend klein, daß wir im allgemeinen so tun können,

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 49, 769, 1916.

als sei der Raum um die Erde ein „ideales Vakuum". Hat also ein Physiker in einem Apparat, mit dem er experimentiert, ein Koordinatennetz in Raum und Zeit [illegible]gen, so betrachtet er einen starren Maßstab in allen Lagen als gleich lang, benutzt den Lichtstrahl als Gerade, und sieht die Angaben einer guten Uhr, die er wo nötig noch durch Benutzung mechanischer oder elektromagnetischer Oszillatoren ergänzt, an allen Stellen und zu allen Zeiten als gleichbleibend an. Er konstruiert sich so ein kartesisches Koordinatennetz, das er — abgesehen von den möglichen orthogonalen Transformationen — als eindeutig bestimmt ansieht. Ich will dieses Koordinatensystem durch das Netz I (Fig. 4) andeuten. Nach dem Prinzip

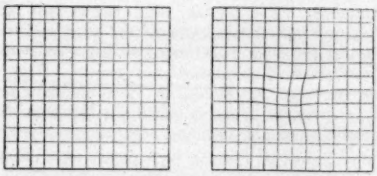

Fig. 4. Zwei „gleichberechtigte" Koordinatennetze.

der allgemeinen Relativität scheint es so, als ob man diesem Physiker vorhalten könnte, daß er durchaus keinen Grund habe, sein Netz I einem andern Koordinatensystem, welches er für krummlinig erklärt, und welches durch das Netz II dargestellt sein soll, vorzuziehen. Man kann nämlich annehmen, daß die Beobachtungen des Physikers durch ein Gravitationsfeld, welches den Riemannschen Differentialgleichungen gehorcht, gefälscht worden sind. Dieses Gravitationsfeld würde ja bewirken, daß die Lichtstrahlen, die der Physiker bei der Konstruktion des Netzes als geradlinig vorausgesetzt hat, in Wirklichkeit gekrümmt sind. Die Linien des Netzes I, die optisch gerade erscheinen, wären also krumm und man gewänne das richtige kartesische Koordinatennetz II erst dadurch, daß man die Angaben der Maßstäbe, Lichtstrahlen, Uhren nach den Regeln des Relativitätssatzes der Gravitation, nach Maßgabe des an der Stelle des Koordinatennetzes herrschenden Gravitationsfeldes korrigierte. Wenn nun aber der Physiker, der das Koordinatennetz I konstruiert hat, fragen würde, wo denn dieses eigentümliche Gravitationsfeld herrühre, das ihm seine Messungen gefälscht hat, so wäre ihm zu antworten, daß dieses Feld nur „kraft souveräner Machtvollkommenheit der Mathematik" existiere, daß man es auch beliebig anders annehmen könne und daß man so noch zu vielen andern Koordinatennetzen kommen könne, die dem von ihm als einzig richtig angenommenen Netz vollkommen gleichwertig seien.

Ja, man braucht sogar nur einen einzigen geraden Stab zu betrachten. Ich nehme an, ich sehe an dem Stab entlang, um ihn mit Hilfe des Satzes von der Geradlinigkeit der Lichtstrahlen zu prüfen, und finde ihn so ganz gerade. Nun kann aber an der Stelle des Stabes ein Gravitationsfeld fingiert werden, welches bewirkt, daß der Lichtstrahl schlangenförmig gekrümmt ist, dann ist also auch der Stab schlangenförmig gewunden. Dieses Gravitationsfeld kann sich im Laufe der Zeit beliebig ändern, dann windet sich in diesem Felde der Stab, den ich als unbeweglich und geradlinig in der Hand halte, unbemerkt von uns allen, ohne eine reelle Ursache, wie eine Schlange hin und her.

Wie man aus diesen einfachen Beispielen sieht, läßt es sich nicht gut in Abrede stellen, daß es bevorzugte Koordinatensysteme gibt. Trotzdem ist es aber andererseits nicht zu leugnen, daß das Einsteinsche Axiom eine gewisse Unsicherheit für die Wahl des Koordinatennetzes mit sich bringt. Man sieht das besonders deutlich, wenn man die Theorie von dem höchst interessanten Standpunkt Hilberts[1]) betrachtet.

Ein Koordinatensystem ist genau genommen nichts weiter, als eine Numerierung der sämtlichen Raum-Zeit-Punkte der Welt, eine Numerierung, die man natürlich auf sehr mannigfache Weise durchführen kann, wie dies schon aus der dreidimensionalen Geometrie bekannt ist. Hilbert bezeichnet deswegen die Koordinaten allgemein auch als Parameter der Weltpunkte. Für die Wahl des Prinzips, nach welchem man die Numerierung mit diesen Parametern durchführt, ist lediglich entscheidend, daß sie der Natur des gerade behandelten Problems möglichst gut angepaßt sei. Etwas ganz anderes ist es aber, wenn wir von den wirklichen Längen der Strecken und Zeitintervalle reden. Da handelt es sich um physikalische Dinge, denn diese Längen müssen physikalisch mit Maßstäben, mit Uhren oder auch durch optische Beobachtungen ermittelt werden. Es fragt sich nun: Soll man die Resultate der Messungen mit wirklichen Maßstäben und Uhren ohne weiteres zur Definition der Strecken und Zeitintervalle benutzen, so wie wir das oben den Physikern im Einsteinschen Coupé zugelassen haben, oder soll man wie der „außenstehende

1) D. Hilbert, Göttinger Nachrichten, 20. November 1915 und 23. Dezember 1916.

Beobachter", von dem wir gleichzeitig gesprochen haben, erst noch Kritik an den Messungen üben und sie nach Maßgabe des am Ort der Beobachtung herrschenden Gravitationspotentials umrechnen? Es sind zwei ganz verschiedene Standpunkte, die man hier einnehmen kann, vielleicht sind beide berechtigt, aber unbedingt notwendig ist eines: Sie müssen streng auseinandergehalten werden. Wenn wir mit Einstein[1]) aus seiner Theorie die für den Physiker besonders wichtigen Folgerungen ziehen wollen, daß eine Uhr im Gravitationsfeld langsamer geht, als im idealen Vakuum, daß infolgedessen die Spektrallinien in der Nähe großer schwerer Massen nach Rot hin verschoben werden, ferner: daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Gravitationsfeld kleiner ist als im idealen Vakuum, daß ein Maßstab im Gravitationsfeld deformiert wird, daß ein Lichtstrahl gekrümmt wird, so müssen wir uns auf den zweiten Standpunkt stellen, denn diese Sätze kann man wenigstens in dieser Form nicht einmal aussprechen, wenn man die Messungsresultate, welche man mit Maßstäben und mit Uhren bekommt, ohne Umrechnung der Definition der Längen und Zeiten zugrundelegen will. Ich habe deshalb in meinen Vorträgen diesen Standpunkt, der für physikalische Folgerungen so fruchtbar ist, angenommen, ich will aber eine große Schwierigkeit, die ich oben schon einmal angedeutet habe, nochmals hervorheben: Wie kann man das Gravitationspotential für die Umrechnung der Längen und Zeiten als gegeben ansehen, wenn es doch selber erst aus seinen Wirkungen auf Maßstäbe und Uhren erkannt werden kann? Diese Schwierigkeit ist auf einmal gehoben, wenn man sich auf den Standpunkt Hilberts stellt. Nach ihm ist das Gravitationspotential durch physikalische Beobachtungen allein noch gar nicht gegeben, braucht aber auch nicht gegeben zu sein. Wir haben einfach, wie die Physiker im Einsteinschen Coupé, alle unsere Messungen mit Maßstäben und Uhren so zu beurteilen, als ob es überhaupt gar keine Gravitation gäbe, und zwar wollen wir bis in die unmittelbare Nähe der Atome, ja auch im Innern der Atome so verfahren. Alle Maßstäbe und Uhren sehen wir als unveränderlich an, der Lichtgeschwindigkeit und allen Ätherkonstanten legen wir überall dieselben Werte bei. Überall denken wir uns nun in räumlichen und zeitlichen Richtungen die mit den Maßstäben und Uhren zu findenden kürzesten Verbindungslinien, die geodätischen Linien, konstruiert und auf diesen Linien eine Einteilung in lauter gleiche Teilstrecken angebracht. Es wird sich dann ergeben, daß nur in gewissen großen Gebieten der Welt die minkowskische Geometrie gilt, daß jedoch an vielen Stellen größere oder kleinere Abweichungen von ihren Gesetzen zu erkennen sind. Von diesen Stellen sagen wir, daß sie in der Nähe materieller Körper seien, und die Gebiete, in denen die Abweichungen ganz besonders groß und auffallend werden, nennen wir die von den materiellen Elementarteilchen eingenommenen Weltröhren. Die ganze Welt stellt sich uns also dar, wie ein vierdimensionales geometrisches Gebilde, das auf weiten Strecken eben verläuft, dann aber wieder streckenweise von einer Unzahl feiner Runzeln und Fältchen erfüllt ist. Die Aufgabe der Physik ist, dieses eigentümliche geometrische Gebilde zu beschreiben. Dazu brauchen wir Parameter, Koordinaten, mit denen wir die Punkte des Gebildes numerieren, so wie Gauß die Punkte einer zweidimensionalen Fläche mit Gaußschen Koordinaten numerierte. Nennen wir die von uns benutzten Weltparameter w_1, w_2, w_3, w_4, so schneiden sich die Scharen der dreidimensionalen Gebilde:

$$w_1 = \text{const}, \quad w_2 = \text{const}, \quad w_3 = \text{const}, \quad w_4 = \text{const}$$

in einem Netzwerk von Linien mit Netzknoten, durch welche immer je vier der Linien hindurchgehen. In einem Gebiet, in welchem die minkowskische Geometrie gilt, kann man aus den geodätischen Linien selber ein derartiges Netzwerk bilden, man kann die geodätischen Linien selber als Koordinatenlinien wählen und zur Numerierung die Längen der Koordinatenabschnitte nehmen. In Gebieten, wo die minkowskische Geometrie nicht gilt, ist das aber nicht möglich. Hier kann die Numerierung der Raum-Zeit-Punkte durch die Weltparameter nicht mit den durch Maßstäbe und Uhren ermittelten Längen der Strecken und Zeitintervalle übereinstimmen, weil die geodätischen Linien kein Netzwerk bilden. Es sei der mit Maßstab und Uhr gefundene Abstand zweier unendlich benachbarter Raum-Zeit-Punkte mit ds bezeichnet, ferner die Koordinaten, die die beiden Punkte in der von uns gewählten Numerierung bekommen haben, mit (w_1, w_2, w_3, w_4) und $(w_1 + dw_1, w_2 + dw_2, w_3 + dw_3, w_4 + dw_4)$. Es muß nun möglich sein, ds aus den Koordinatendifferentialen mit Hilfe gewisser Größen $g^{\mu\nu}$ zu berechnen, welche die Maßverhältnisse des Koordinatennetzes an der betreffenden Stelle charakterisieren, welche also Funktionen der Koordinaten sind:

$$ds^2 = \sum_1^4{}_\mu \sum_1^4{}_\nu g^{\mu\nu} \cdot dw_\mu \cdot dw_\nu .$$

Die zehn Größen $g^{\mu\nu}$, welche die Maßverhältnisse des Koordinatennetzes angeben, nennt

1) Einstein, Ann. d. Phys. 49, 818. 1916.

man dann: „Komponenten des Gravitationspotentials". Von diesem Standpunkt aus gesehen, ist also das, was der Physiker beobachtet, zunächst nur der geometrische Charakter des vierdimensionalen Gebildes „Welt". Die Begriffe: Gravitationspotential und Gravitationsfeld treten erst auf, wenn wir uns mit Hilfe von Koordinaten in diesem Gebilde zurechtzufinden suchen.

Diese „geometrische" Auffassung der Einsteinschen Gravitationstheorie nach Hilbert liefert, ähnlich der Minkowskischen Auffassung des ersten Relativitätsaxioms, ein sehr klares Weltbild von großartiger Einfachheit und sie wird sich für die mathematische Lösung vieler Probleme fruchtbar erweisen können. Indessen wird man doch sagen müssen, daß sie für die praktischen Bedürfnisse des Physikers nicht ausreicht. Sie ist zu weit entfernt von den Begriffsbildungen, die dem Physiker vertraut und geläufig sind, und in diesem Sinne fehlt ihr deswegen die Anschaulichkeit, die man notwendig braucht, um ohne umständliche mathematische Überlegungen die experimentell wichtigen Folgerungen der Theorie in praktisch brauchbarer Form zu sehen. Wir haben schon bemerkt, daß alle die physikalisch interessanten Konsequenzen, die Einstein für die Prüfung der Theorie durch Beobachtungen angibt, voraussetzen, daß man gerade das Gravitationsfeld als das erfahrungsmäßig gegebene ansieht und die Wirkungen dieses Gravitationsfeldes auf die Materie und auf den Äther, speziell auf die Lichtfortpflanzung im Äther, untersucht.

Um diesen Standpunkt, den ich im Gegensatz zu der rein geometrischen die „physikalische" Auffassung von der Gravitation nennen möchte, zu vertreten, muß man voraussetzen, daß man für die ganze Welt ein einheitliches bevorzugtes Koordinatensystem, das nur noch orthogonalen Transformationen unterworfen werden darf, unabhängig von den an Ort und Stelle mit Maßstäben und Uhren ausgeführten Messungen festlegen kann. Dieses Koordinatensystem muß im idealen Vakuum überall in das Netz der geodätischen Linien übergehen, welches man hier natürlich immer als bevorzugtes Koordinatensystem brauchen wird. Ohne die Voraussetzung eines solchen Koordinatensystems kann man zum Beispiel von der Ablenkung des Lichtes durch ein Gravitationsfeld nicht sprechen, man kann nicht einmal das Gravitationsfeld eines bestimmten materiellen Systems eindeutig angeben. In der Tat haben denn auch Einstein und Schwarzschild[1]), um in einem bestimmten Fall, nämlich dem einer gravitierenden Kugel, das Gravitationsfeld praktisch berechnen zu können, den Grundgleichungen der Gravitation eine Reihe von Annahmen hinzufügen müssen, durch welche ein Koordinatensystem eindeutig bestimmt wird und zwar so, daß es in unendlicher Entfernung von der schweren Kugel in das Koordinatennetz der geodätischen Linien übergeht. Diese Annahmen sind:

1. Die $g^{\mu\nu}$ sind von der Zeitkoordinate x_4 unabhängig.

2. Es ist: $g^{14} = g^{24} = g^{34} = 0$.

3. Das Gravitationsfeld ist zentrisch-symmetrisch in bezug auf den Kugelmittelpunkt.

4. Die Determinante der $g^{\mu\nu}$ ist gleich 1.

Diese Bedingungen widersprechen sämtlich der Forderung der allgemeinen Transformierbarkeit des Koordinatensystems. Durch sie werden die „willkürlich fingierten Gravitationsfelder", die man sonst zu dem „wirklichen Gravitationsfeld" beliebig hinzufügen könnte, weggeschafft und somit eine eindeutige Lösung des Problems ermöglicht.

Ich will nun versuchen, ein allgemeines Prinzip aufzustellen, nach welchem das bevorzugte Koordinatennetz der Welt zu konstruieren ist. Wie wir gesehen haben, ist nach der Hilbertschen Auffassung die Welt ein geometrisches Gebilde von vier Dimensionen, welches in weiten Gebieten (wo ein ideales Vakuum ist) mit einer vierdimensionalen Ebene zusammenfällt. Es ist bekannt, daß man jedes beliebige geometrische Gebilde auffassen kann als enthalten in einem ebenen Raum von einer höheren, aber endlichen Zahl von Dimensionen. So kann man auch die Hilbertsche Welt auffassen als Gebilde in einem ebenen Raum von fünf oder wenn nötig noch mehr Dimensionen. Wir wollen nun in diesem höheren Raum diejenige vierdimensionale Ebene konstruieren, mit der die Welt an allen Stellen, wo ein ideales Vakuum ist, zusammenfällt, und in dieser vierdimensionalen Ebene ein kartesisches Koordinatennetz konstruieren. Projizieren wir dann jeden Punkt der Hilbertschen Welt senkrecht in die vierdimensionale Ebene hinein, so stellen die Projektionspunkte ein eindeutig definiertes Abbild der Welt dar, und man kann auch dieses Abbild der Hilbertschen Welt, in welchem überall die minkowskische Geometrie gilt, als „die Welt" ansehen. Konstruieren wir uns in der Hilbertschen Welt ein unendlich kleines vierdimensionales rechtwinkliges Parallelepipedon (dX, dY, dZ, $i\,dT$), so wird dies im allgemeinen in der Projektion zu einem schiefwinkligen Parallelepipedon mit veränderten Maßeinheiten ($d\lambda_1$, $d\lambda_2$, $d\lambda_3$, $d\lambda_4$), wie es in Fig. 1 dargestellt ist. Das Koordinatensystem (x, y, z, it),

1) Schwarzschild, Sitzungsber. der Berliner Akademie, S. 189, 1916.

mit welchem man die Punkte der bei der Projektion in die Ebene verzerrten Welt zu numerieren hat, ist als kartesisches Koordinatensystem in einer vierdimensionalen Ebene eindeutig gegeben.

Wenn man dies durchführt, so bekommt man ein Weltbild in der vierdimensionalen Ebene, das wir das „physikalische" Weltbild nennen können. Man sieht ohne weiteres, daß es niemals mit dem Hilbertschen „geometrischen" Weltbild in Widerstreit kommen kann. Beide Auffassungsweisen werden sich vielmehr gegenseitig ergänzen und befruchten.

Betrachten wir schließlich noch von dem jetzt gewonnenen Standpunkt aus das Axiom von der allgemeinen Relativität des Gravitationsfeldes! Wir wollen ein Gebiet der Hilbertschen Welt in der Umgebung einer großen schweren Masse ins Auge fassen. In dieser Gegend weicht die Welt stark von der Ebene des idealen Vakuums ab, ist aber, solange in ihr keine Materie vorhanden ist, ein glatt verlaufendes vierdimensionales Gebilde. Dieses glatte, von Materie freie, Gebilde wollen wir R_0 nennen. Nun denken wir uns aber in der betrachteten Gegend einige Weltröhren, die materielle Teilchen darstellen. Das von diesen Weltröhren durchzogene Gebilde nennen wir R_1. Wenn nur wenig materielle Teilchen vorhanden sind, unterscheidet sich R_1 von R_0 nur wenig, nämlich nur durch einige Runzeln auf dem sonst glatten und ganz wie R_0 verlaufenden Gebiet. Wenn die Stelle, wo man die Weltröhren in R_1 beobachtet, so wenig ausgedehnt ist, daß man ohne bemerkbaren Fehler R_0 durch seine Tangentialebene T ersetzen kann, so denke man sich die Weltröhren in diese Tangentialebene T hineinprojiziert, man bekommt dann ein Abbild des betrachteten Stückes der Hilbertschen Welt in T, welches nicht zu unterscheiden ist von einem Stück Weltbild im idealen Vakuum. Dieser Satz ist der Inhalt des Axioms von der Relativität des Gravitationspotentials. Weicht R_0 in dem betrachteten Gebiet schon merkbar von der Tangentialebene ab, so kann man es mit besserer Annäherung ersetzen, durch ein auf eine vierdimensionale Ebene abwickelbares Gebilde T_1, das sich an R_0 anschmiegt. Projiziert man das betrachtete Stück der Hilbertschen Welt Punkt für Punkt senkrecht in dieses abwickelbare Gebilde T_1 hinein und wickelt T_1 dann auf eine vierdimensionale Ebene ab, so hat man in dieser Ebene wiederum ein Abbild eines Stückes Welt, das man von einem physikalischen Stück Weltbild von einer Stelle, wo ein ideales Vakuum ist, nicht unterscheiden kann. Das ist der Satz von der Relativität eines quasihomogenen Feldes. Genügt endlich aber auch diese Näherung nicht, so projizieren wir R_1 Punkt für Punkt senkrecht in R_0 hinein. Wir bekommen dann ein Abbild der Welt in einem nichtminkowskischen Raum-Zeit-Gebiet, in welchem, abgesehen von der veränderten Geometrie, physikalische Grundgleichungen von derselben allgemeinen Form herrschen wie in einem gravitationsfreien idealen Vakuum. Das ist das Prinzip von der Relativität des Gravitationsfeldes in der allgemeinen Fassung, welche ich ihm gegeben habe.

In dieser allgemeinen Form habe ich das Prinzip bisher nur unter der Annahme ausgesprochen, daß die zehn Größen $K_{\mu\nu}$, welche die Krümmung von R_0 an der betrachteten Stelle angeben, sämtlich gleich Null sind. Es ergibt sich für uns nun das Problem, das Prinzip so allgemein zu fassen, daß es auch in Bereichen, wo die Krümmung nicht Null ist, gebraucht werden kann. Da diese Bereiche dadurch charakterisiert sind, daß in ihnen elektromagnetische Potentiale und Felder vorhanden sind, so heißt das: Das Prinzip der Relativität der Gravitationsfelder ist in geeigneter Weise auszudehnen auf elektromagnetische Felder. Erst wenn es gelungen sein wird, dies durchzuführen, wird das im Beginn des zweiten Vortrags vorgelegte Problem völlig gelöst sein: „eine Weltfunktion zu finden, die so gebaut ist, daß die sich aus ihr ergebenden Energieknoten wie die wirklichen materiellen Elementarteilchen von dem Zustand des umgebenden Äthers nur sehr wenig beeinflußt werden und daß zugleich diese Beeinflussung durch einfache Gesetze geregelt ist." Es ist zu vermuten, daß die Lösung dieses Problems auf dem von mir angedeuteten Wege zu einer eindeutigen Bestimmung der Weltfunktion führen wird und somit auch die Entscheidung der Frage bringen wird, ob es möglich ist, mit den uns heute zur Verfügung stehenden Mitteln eine Theorie der Materie aufzustellen, die die beobachteten Tatsachen richtig wiedergibt.

Halle a. S., Physikalisches Institut, den 30. Juni 1917.

(Eingegangen 3. Juli 1917.)

BESPRECHUNGEN.

W. Ostwald, Grundriß der allgemeinen Chemie. Fünfte Auflage. XVI u. 647 S. mit 69 Textfiguren. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. 1917. Geh. M. 24.—, geb. M. 25.50.

Die vierte Auflage des vorliegenden Werkes war mit ganz besonderem Interesse aufgenommen worden. Ostwald war vorher zu der Überzeugung gelangt, daß die Atomhypothese bei aller Zweckmäßigkeit der sicheren wissenschaftlichen Begründung entbehre und hatte es sich zur Aufgabe gemacht, das Lehrgebäude der Chemie unter Verzicht auf die Atomhypothese zu errichten. Eine Reihe neuer Tatsachen wie die Isolierung und Zählung der Gasionen, die Übereinstimmung der Brownschen Molekularbewegung mit den Forderungen der kinetischen Gastheorie u. a. wirkten zusammen, um ihn dann mit rückhaltloser Offenheit anerkennen zu lassen, „daß wir in den Besitz der experimentellen Nachweise für die diskrete oder körnige Struktur der Materie gelangt sind, welche die Atomhypothese seit Jahrhunderten, ja Jahrtausenden vergeblich gesucht hatte".

Der Fortfall des Zwanges, den sich Ostwald mit dem Verzicht auf das anschaulichste aller Darstellungsverfahren für chemische Tatsachen auferlegt hatte, machte sich in der Neubearbeitung geltend durch das Fehlen befremdlicher Umschreibungen, die doch erst Leben gewannen, wenn der Leser sie sich in die Sprache der Atomistik übertrug. Ostwalds oft bewährte pädagogische Meisterschaft hat jetzt in dem vorliegenden Werke für den behandelten Gegenstand die Form gefunden, die ihn von den verschiedensten Seiten her zugänglich macht. Hervorgehoben sei hier besonders das Kapitel über die radioaktiven Erscheinungen. Etwas dürftig ist das Kapitel über die Photochemie geblieben; man muß bedauern, daß der Verfasser diesen Abschnitt als für eine Neubearbeitung noch nicht reif erklärt. Man hätte gewünscht, daß Ostwald mit seiner Fähigkeit zur Systematik dem im Werden begriffenen Gebiet zu nützen versucht hätte.

Das Werk hat sich als hervorragend geeignet erwiesen, die Lehren der physikalischen Chemie solchen Studierenden zu übermitteln, denen das Gebiet nicht Spezialfach ist. A. Coehn.

„Aus großen Meistern der Naturwissenschaften". Sammlung populär-wissenschaftlicher Schriften. Herausgegeben von J. A. Barth, Leipzig. Preis jeder Nummer 45 Pfg., 20—99 Nummern, auch gemischt, je 40 Pfg., 100 und mehr Nummern, auch gemischt, je 35 Pfg.

Mit der Herausgabe dieser Sammlung kommt die Verlagsbuchhandlung in dankenswertester Weise dem Bedürfnis entgegen, die Gebildeten und Nachdenkenden unter unseren Feldgrauen mit wissenschaftlicher Lektüre zu versorgen, ohne dabei gegen die Notwendigkeiten des Feldlebens zu verstoßen. Zum Studium tiefgründiger Werke wird der Soldat meist nicht die genügende Zeit und die erforderliche geistige Sammlung aufbringen können, auch wird er nur selten Platz haben, um dicke Bücher unterbringen zu können. So hat der Verlag aus den Werken unserer großen Naturforscher einzelne Kapitel herausgegriffen, die man für sich als abgeschlossenes Ganze betrachten kann, die zwar nicht in die letzten Tiefen der Wissenschaft hineinführen, die aber, als in bestem Sinne populär-wissenschaftliche Lektüre, in hervorragender Weise geeignet sein dürften, den Stumpfsinn zu bannen, wie ihn namentlich der jahrelange Stellungskrieg nur zu leicht gebiert. Die einzelnen Hefte haben einen Umfang von je 2 Druckbogen, finden also leicht in jeder Rocktasche und in jedem Tornister Platz. Es liegen uns die ersten 5 Nummern vor, enthaltend Boltzmanns „Reise eines deutschen Professors ins Eldorado", ferner zwei Vorträge von Mach „Über Erscheinungen an fliegenden Projektilen" und „Vom räumlichen Sehen", zwei Aufsätze von C. Snyder über „Die Endlichkeit des Weltalls" und über „Die Fortschritte auf dem Wege zur Erklärung der Elektrizität", einen Aufsatz von P. J. Möbius über „Das Pathologische in Goethes Lebenslauf" und zwei Vorträge von Prof. Lassar-Cohn über „Die Chemie im täglichen Leben". Schon diese kurze Liste — die Sammlung enthält bis jetzt 16 Nummern und soll fortgesetzt werden — läßt die Reichhaltigkeit der Auswahl erkennen. Auf dem Umschlag eines jeden Heftes befindet sich eine kurze biographische Notiz über den Verfasser, sowie ein Inhaltsverzeichnis desjenigen Werkes, dem der betreffende Aufsatz entnommen ist. Da sich außerdem einzelne Literaturhinweise finden, so dürften die Hefte auch geeignet sein, diejenigen Leser, die genügend Interesse und Zeit haben, zu einem Studium der vollständigen Werke anzuregen. V. Pieck.

K. Meyer, Die Entwicklung des Temperaturbegriffs im Laufe der Zeiten. kl. 8°. 160 S. (Die Wissenschaft, Bd. 49.) Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1913. Geh. M. 4.—, geb. M. 4.80.

Die Verfasserin hat mit einem Bienenfleiße von Aristoteles an die Jahrhunderte durchstöbert, um die Entwicklung des Temperaturbegriffs von dem Chaos der physikalischen Urzeit bis zur Begründung der absoluten Skala klarzulegen. Wie schwierige und mühselige Wege die Menschheit gerade in bezug auf den heute so alltäglichen Begriff zu durchlaufen hatte, weiß man schon aus Machs klassischer Darstellung. Das vorliegende Buch führt uns noch einmal diese ganze lange Wanderung und zwar, wie mir scheint, in mehr philologischer, wie physikalischer Weise, jedenfalls nicht in der physikalisch scharfsinnig zugespitzten Weise, wie es Mach in seinem klassischen Werk tut. Wer von den Physikern Zeit hat, sich in diese physikalische Philologie zu vertiefen, wird Wohlgefallen und Nutzen von dem Buche haben. Aber den meisten wird es wohl etwas zu breit ausgesponnen erscheinen. H. Th. Simon.

F. Henning, Die Grundlagen, Methoden und Ergebnisse der Temperaturmessung. gr. 8°. IX u. 297 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1915. Geh. M. 9.—, geb. M. 10.—

Während das vorstehend besprochene Buch in behäbiger historischer Breite die tastende Entwicklung des Temperaturbegriffs behandelt, stellt sich das vorliegende ausgezeichnete Buch zunächst einmal fest und breit auf den Boden des wissenschaftlich gesicherten, thermodynamisch durchgearbeiteten Temperatur-

begriffs. Danach werden in fünf sorgfältig gegliederten Kapiteln die Meßmethoden der Temperatur dargelegt. Nur die neueren Ergebnisse der Forschung werden zur Sprache gebracht, in einem zielsicheren klaren Aufbau, der überall die rein wissenschaftlichen Grundlagen in den Vordergrund rückt, auf denen das ganze Temperaturproblem theoretisch und praktisch steht. Von dem ungemein reichen Inhalt des wertvollen Buches mögen die Kapitelüberschriften zeugen: I. Einleitung (als Grundlegung der Begriffe). II. Gasthermometrie. III. Sekundäre Thermometer (Flüssigkeitsthermometer, Widerstandsthermometer, Thermoelemente usw.) IV. Temperatur und Strahlung des schwarzen Körpers (Pyrometrie). V. Temperatur nicht schwarzer Körper. VI. Erzeugung konstanter Temperaturen und Fixpunkte (auch hoher und ganz tiefer Temperaturen) Dazu kommt ein Anhang mit zehn wertvollen thermometrischen Tabellen. Ein sorgfältiges Literaturverzeichnis, sowie ein umfassendes Sachregister geben dem Buch auch als Nachschlagewerk hohen Wert. Da dem Verfasser als Mitglied der physikalisch-technischen Reichsanstalt eine Fülle von praktischer Erfahrung auf dem Gebiet zur Verfügung stand, wie sie kaum sonst jemand zur Verfügung stehen konnte, so darf man sein theoretisch und praktisch auf gleicher Höhe stehendes Buch getrost als das derzeitige Richtwerk über den Temperaturbegriff bezeichnen. H. Th. Simon.

Chr. Ries, Die Blindenlesemaschine von Finzenhagen und Ries. gr. 8°. 58 S. Jos. C. Hubers Verlag, Diessen, vor München. 1916. M. 1.80.

Die hier vorgeschlagene Blindenlesemaschine soll folgende Einrichtung bekommen: Die zu lesende Schrift wird, episkopisch vergrößert, auf eine senkrecht zur Zeilenrichtung aufgestellte Reihe von acht Selenzellen projiziert, welche in der Zeilenrichtung über die Buchstabenbilder hingleitet, sie so gewissermaßen abtastet und in acht Horizontalschnitte zerlegt. Auf einem entsprechend mit einer Reihe von acht Fühlstiften versehenen Ablesebrett tastet der Blinde die Schrift in folgender Weise ab: Sobald eine Selenzelle von einem Buchstabenschatten berührt wird, wird unter Vermittlung eines Relais der entsprechende Fühlstift herausgedrückt. Auf diese Art ist es, als seien die Buchstaben erhaben gedruckt und der Finger des Blinden streiche in der Zeilenrichtung über sie hin. Um auch noch die Längsausdehnung der Horizontalschnitte der Buchstaben sicher fühlbar zu machen, wird intermittierender Gleichstrom zur Betätigung der Selenzellen verwendet (oder auch intermittierendes Licht im Episkop). Dann erscheint jeder Horizontalbalken eines Buchstabens ebenso in eine Anzahl von Punkten aufgelöst, wie es die Vertikalbalken durch die acht Selenzellen erscheinen. Durch ein neues „Differentialrelais" sehr einfacher Art, welches die beiden Väter der Idee erfunden haben, über das aber nichts Näheres mitgeteilt wird, soll es möglich sein, den Apparat hinreichend wohlfeil herzustellen. Doch scheint er bisher nur in Einzelheiten wirklich ausgeführt zu sein. — Zum Schluß wird noch die Idee mitgeteilt, jeder Zelle der Zellreihe einen akustischen Ton zuzuordnen, und so die Schrift durch den Klangfarbenwechsel abhörbar statt abfühlbar zu machen, ähnlich wie das bei dem Optophon von Fournier d'Albe vorgeschlagen wurde. H. Th. Simon.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, ier Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Die a. o. Professoren Dr. Hugo Ditz (Chemische Technologie anorganischer Stoffe) an der Deutschen Technischen Hochschule Prag und Dr. August L. Bernoulli (Physikalische Chemie) an der Universität Basel zu ord. Professoren an den gleichen Hochschulen, der a. o. Professor an der deutschen Universität Prag Dr. Philipp Frank zum ord. Professor der theoretischen Physik an derselben Hochschule.

Rücktritt vom Lehramt: Der Privatdozent für angewandte Physik an der Universität Frankfurt a. M. Dipl.-Ing. Dr. Paul Humann (zwecks Übersiedelung nach Berlin), der ord. Professor für Pharmakognosie an der Universität Straßburg Dr. Otto Oesterle.

Gestorben: Der a. o. Professor der darstellenden Geometrie an der Universität Bern Dr. Albert Benteli, der Präzisionsmechaniker Rudolf Fuess in Berlin-Steglitz, Mitglied des Kuratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, der ord. Professor für Mathematik an der Universität Bern Dr. Eduard Ott, der Observator am Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam Dr. Erich Kron (im Felde gefallen), der frühere ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Kopenhagen Dr. Christian Christiansen.

Angebote.

Physiker.

AEG

Wir suchen für unser Laboratorium mehrere **Physiker.** Herren mit Erfahrung auf dem Gebiet der Gasentladungen oder des Hochvakuums bevorzugt. Angaben über Lebenslauf, Militärverhältnis, Eintrittstermin, Gehaltsansprüche unter Beifügung von Zeugnisabschriften an

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Glühlampenfabrik,
Berlin NW. 87, Sickingenstr. 71.

Gesuche.

Physikerin (promoviert)

sucht Stellung. Unter **S. H. 506** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.